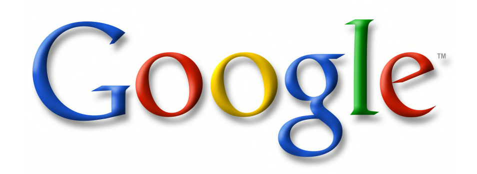
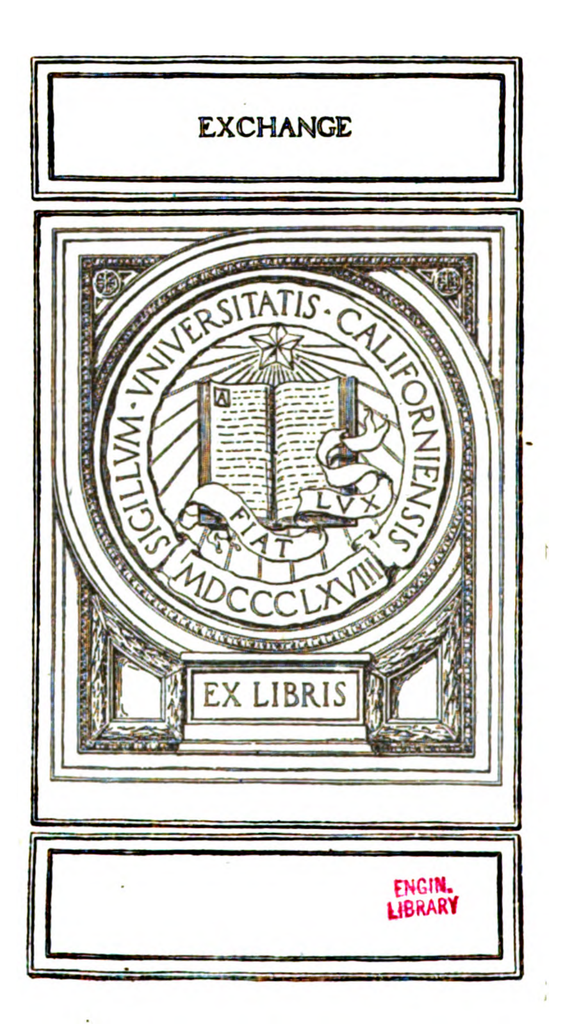





EXCHANGE
SIGILLVM · VNIVERSITATIS · CALIFORNIENSIS
FIAT LVX
MDCCCLXVIII
EX LIBRIS
ENGIN. LIBRARY



Band 7. Heft 1.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Dr. **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1913.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Dr. **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.

Siebenter Band

Mit 274 Figuren im Text und 7 Tafeln



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1913.

Inhaltsverzeichnis.

Erstes Heft.

Ausgegeben im Mai 1913.

Zweites Heft.

Ausgegeben im Juni 1913.

Drittes Heft.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 7. 1913. Heft 1.

Adolf Slaby. †

Am 6. April verschied im 64. Lebensjahre (geb. 18. April 1849) Professor Dr. Dr.-Ing. h. c. Adolf Slaby, Geheimer Regierungsrat, Mitglied des Herrenhauses.

Als Nachfolger von Reuleaux begann Slaby seine akademische Lehrtätigkeit an der Gewerbeakademie in Berlin seit 1876 (vorher Lehrer an der Kgl. Gewerbeschule in Potsdam); er wurde 1882 Professor der Elektrotechnik und 1884 Direktor des elektrotechnischen Laboratoriums an der Technischen Hochschule in Charlottenburg, 1892 ord. Honorarprofessor in der philosophischen Fakultät der Universität Berlin. Den Rektoratsposten an der Hochschule bekleidete er im Studienjahr 1894—1895.

Slabys Veröffentlichungen bezogen sich zuerst auf thermodynamische Fragen, auf Versuche über die Leistung und den Brennmaterialverbrauch von Kleinmotoren und kalorimetrische Untersuchungen über den Kreisprozeß in Gasmaschinen.

Durch seine Berufung auf den Lehrstuhl für Elektrotechnik trat er in Beziehung zu Werner Siemens, mit dem ihn dann dauernde Freundschaft verband. Bemerkenswert sind seine Bestrebungen auf die junge elektrotechnische Industrie wissenschaftlichen Einfluß zu gewinnen; in den Jahren 1891/92 war er Vorsitzender des Berliner Elektrotechnischen Vereins, den er mit ins Leben gerufen hatte.

Seit 1897 ist sein Name mit der drahtlosen Telegraphie verknüpft. Er wohnte damals den ersten Versuchen größeren Stils bei, die Marconi auf Einladung von Preece in England ausführte. Hierdurch angeregt, begann er selbst in Deutschland diese praktischen Versuche zu wiederholen und zwar in den königlichen Gärten an der Havel, die vom Deutschen Kaiser zur Verfügung gestellt wurden, den Slaby für die Versuche zu interessieren wußte und dessen Gunst er

in der Folge in hohem Maße besaß. Hieran schlossen sich Untersuchungen im Laboratorium und weitere praktische Arbeiten in Gemeinschaft mit Ingenieur Graf Arco, meistens mit Unterstützung des militärischen Luftschifferbataillons unter dem außerordentlich befähigten, leider so früh verstorbenen Hauptmann Siegsfeldt. Wir verweisen dieserhalb auf die eigenen Veröffentlichungen von Slaby: „Funkentelegraphie", „Neueste Fortschritte der Funkentelegraphie", „Die Abstimmung funkentelegraphischer Sender" und „Entdeckungsfahrten in den elektrischen Ozean", die zum Teil allgemeinverständlich für weitere Kreise geschrieben sind.

Die Funkentelegraphie verdankt Slaby keine epochemachende Entdeckung, aber er hat für sie wertvolle Pionierdienste geleistet, ganz abgesehen davon, daß Deutschland ihm größten Dank schuldet, daß er das neue Verkehrsmittel daselbst einführte, durch Wort und Tat populär machte und so einem englischen Marconi-Monopol vorbeugte. Hervorzuheben sind seine experimentellen Untersuchungen über die Eigenschwingung von Drähten (Antennen) und Spulen und seine Versuche in der Richtung einer schärferen Abstimmung im Empfänger durch Benutzung eines Sekundärsystems in einer Anordnung bei der die Eigenschwingungen von Spulen (nicht diejenigen von Kondensatorkreisen) ausgenutzt wurden. — Der unter dem Namen „Slabystab" bekannte Spulenresonator, der in der Anfangszeit gute Dienste leistete, ist heute durch die Wellenmesser ganz verdrängt.

Slabys glänzende Eigenart lag in seiner Lehrtätigkeit bzw. in seinen Vorträgen, auf die das Faustsche Wort paßte, daß sie aus der Seele drangen und mit urkräftigem Behagen die Herzen aller Hörer zwangen. Als Zeichen dieser Begeisterung muß man leider aber auch konstatieren, daß seine Schüler noch heute geneigt sind, in der Würdigung seiner Verdienste hinsichtlich der wissenschaftlichen Erforschung und Durchbildung der Funkentelegraphie über das Ziel hinauszuschießen. Die historische Darstellung muß dem gegenüber *sina ira et studio* daran festhalten, daß seit dem Eingreifen von Prof. F. Braun in die Wissenschaft und Technik der Radiotelegraphie Slaby keinen weiteren Einfluß auf die Entwickelung dieses Gebietes ausgeübt hat, ja, seine wohl aus einer Art Verbitterung entsprungene Polemik gegen grundlegende theoretische Arbeiten von Prof. M. Wien in der E.T.Z., deren Schriftleitung durch vorzeitigen Abschluß der Diskussion einen von allen objektiv urteilenden Fachleuten mißbilligten einseitig erscheinenden Standpunkt einzunehmen für gut befand, gehört zu den bedauerlichsten Erscheinungen in der Literatur unseres Gebietes. Es liegt eine ge-

wisse Tragik darin, daß die Entwickelung mit unaufhaltsamer Schnelligkeit gerade demjenigen über den Kopf erwuchs, der sie mit so viel Begeisterung und Mühen in die Wege geleitet hatte. In den letzten 7 Jahren hatte Slaby sich ganz von diesem Gebiete ferngehalten. Trotzdem bleibt der Name Slaby für immer unzertrennlich mit der Ausbildung der Funkentelegraphie verknüpft, und als hervorragendem Pionier dieses Gebietes werden wir ihm ein ehrendes Andenken bewahren.

G. Eichhorn.

(Eingesandt 10. April 1913.)

Ein Wellenmessermodell mit direkter Ablesung.

Von C. Tissot.

Um die Schwingungszahlen und die Dämpfung gekoppelter Kreise mit einiger Genauigkeit messen zu können, muß man bekanntlich die Resonanzkurven der zwei sekundären Koppelungsschwingungen voneinander trennen und mit jeder gesondert arbeiten. Die Methode ist von Fischer[1]) angegeben. Sie besteht darin, daß man entweder den Sekundärkreis oder den Kreis des Wellenmessers mit beweglichen Induktionskreisen versieht, so daß man Primär- und Sekundärkreis zu gleicher Zeit aber unbeeinflußt voneinander auf den Meßkreis wirken lassen kann.

Zur bequemen Anwendung dieser Methode habe ich einen Wellenmesser mit fester Selbstinduktion und regulierbarer Kapazität entworfen, der von Herrn Pellin in sehr vollkommener Weise ausgeführt worden ist. Die Selbstinduktion besteht aus einem geschlossenen Solenoid, so daß sie vor allen induzierenden Einflüssen bewahrt ist, und man Meßanordnung und Sendevorrichtung dicht nebeneinander anordnen kann, ohne daß sie irgendwie davon beeinflußt würde (Fig. 1). Die Induktion erfolgt ausschließlich durch zwei bewegliche Schleifen, die durch biegsame Kabel aus Litzendraht an den Meßkreis geschaltet sind.

Die Messungen werden durch die Einrichtung des regulierbaren Kondensators erleichtert.

Bei dem vorliegenden Modelle besteht dieser Kondensator aus zwei Systemen von Glimmerplatten, die übereinander gleiten. Die Platten haben Rautenform und ihre Bewegung erfolgt längs der Diagonale AC (Fig. 2). Daraus ergibt sich sehr einfach, daß sich die Kapazität

[1]) C. Fischer, Ann. der Physik XIX, 182, 1906. Siehe auch Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, S. 86.

quadratisch mit der linearen Verschiebung ändert. Da sich ferner die gemessenen Wellenlängen mit der Quadratwurzel aus der veränderlichen Kapazität ändern, so erhält man eine lineare Abhängigkeit zwischen ihnen und der Zeigerverschiebung des beweglichen Systems.

Die Skala des Instruments kann infolgedessen linear nach Wellenlängen geteilt werden.

Diese Anordnung bietet schon einen gewissen Vorteil bei Messung von Schwingungszahlen, aber das hauptsächliche Interesse hat sie für Dekrementmessungen.

Bezeichnet man mit λ_0 die Wellenlänge, die der Resonanz entspricht, mit λ' und λ'' diejenigen, die den Verschiebungen des Wellen-

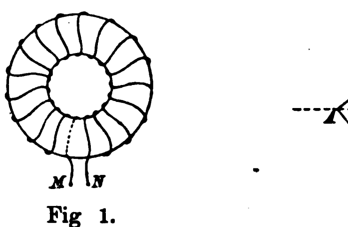


Fig 1. Fig. 2.

messers nach beiden Seiten bis zu dem Punkte entsprechen, wo der Stromeffekt I_0 gerade $I_0/\sqrt{2}$ beträgt, so gilt bekanntlich die Gleichung:

$$\gamma + \delta = \pi \frac{\lambda'' - \lambda'}{\lambda}$$

wobei λ und δ die Dekremente des Erregerkreises und des Wellenmesserkreises bedeuten.[1])

Bei dem vorliegenden Wellenmesser, wo die Wellenlängen linear dargestellt werden, ergeben sich die Werte von $(\lambda'' - \lambda')$ und von λ_0 unmittelbar durch direkte Ablesung.

Um den Wert von γ selbst zu erhalten, macht man am besten durch geeignete Konstruktion das Dekrement des Wellenmessers klein und bestimmt es durch Versuch.

So wie der Apparat beschrieben ist, gestattet er die Messung von Wellenlängen zwischen Null (Stellung I der beweglichen Platten) und einer bestimmten Länge λ_2 (Stellung II der beweglichen Platten). Um bei großen Werten von λ_2 die Messung genügend genau zu gestalten, müßte der Apparat übergroße Dimensionen erhalten. Ein einfacher Kunstgriff in der Konstruktion bewirkt aber, daß man auch

[1]) l. c.

bei kleinen Dimensionen mit derselben Genauigkeit zwischen beliebig gegebenen Grenzen λ_1 und λ_2 arbeiten kann.

Bei der kleinsten Wellenlänge, die man messen will, nehme das bewegliche System die Stellung $A'B'C'D'$ (Fig. 4) ein. Da nur der Teil der Skala ausgenutzt wird, der der Verschiebung BB' entspricht, so bildet das Stück $MB'ND$ wie man sieht, für alle Wellenlängen zwischen λ_1 und λ_2 eine unveränderliche Kapazität von bestimmtem Werte, die man besser durch einen festen Kondensator von irgendwelcher Form ersetzt. Das Plattenprofil des regulierbaren Kondensators hat dann die Form $MABCNB'$ im festen Teil und die Form

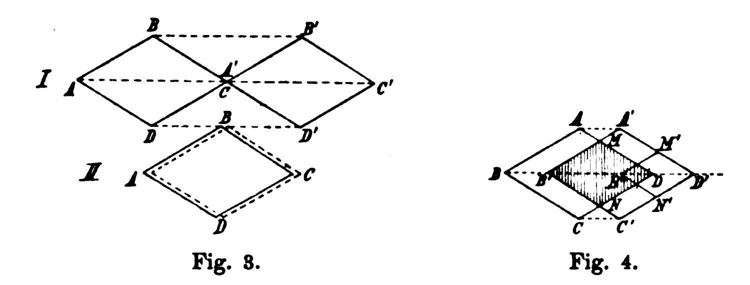


Fig. 3. Fig. 4.

$M'A'B'C'N'B''$ im beweglichen Teil, was einen beträchtlichen Gewinn für die Ausdehnung des Apparates ermöglicht.

Noch einen weiteren Vorteil hat die beschriebene Anordnung. Die Angaben sind nur dann linear, wenn sich die Kapazität genau mit dem Quadrate der Plattenverschiebung ändert. Diese Bedingung kann nur erfüllt sein, wenn in der Plattenstellung I die Kapazität Null ist (Fig. 3). Das wird im allgemeinen nicht der Fall sein — wenigstens nicht in aller Strenge — schon wegen der kleinen Eigenkapazität der Induktionsspule und der verschiedenen Leiterkreise des Apparates.

Die beschriebene Anordnung gestattet es nun, durch die feste zusätzliche Kapazität eine Korrektion anzubringen; man braucht dieselbe dazu nur etwas kleiner zu machen, als es bei strenger Erfüllung der theoretischen Voraussetzung nötig wäre.

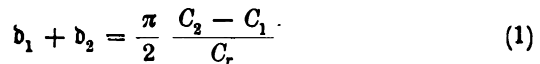
(Nach dem französischen Manuskript von Hilde Barkhausen).

(Eingesandt 25. November 1912.)

Eine Anordnung zur direkten Bestimmung des Koppelungsgrades elektrischer Schwingungskreise.

Von **Paul Ludewig.**

In einer früheren Mitteilung[1]) habe ich eine Anordnung beschrieben, die es ermöglicht auf Grund der Bjerknesschen Theorie die Dämpfung eines elektrischen Schwingungskreises direkt mit größerer Genauigkeit, als es bisher möglich war, zu bestimmen. Die Anordnung beruht auf der Formel:



$$\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = \frac{\pi}{2} \frac{C_2 - C_1}{C_r} \qquad (1)$$

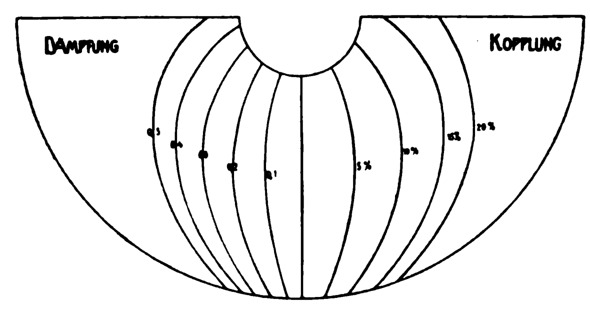


Fig. 1.

Es läßt sich zeigen, daß die analogen Überlegungen sich auch für den Fall der Koppelungsmessung zweier elektrischer Schwingungskreise durchführen lassen. Obgleich diese Messung in der Praxis nicht die Bedeutung hat, wie die Dämpfungsmessung, sei sie kurz beschrieben, da sie eine wesentliche Erleichterung bei der Messung und zugleich eine Ergänzung des früher beschriebenen Dämpfungsmessers bietet.

Zur Koppelungsmessung stimmt man die beiden zu koppelnden Kreise mit Hilfe eines Resonanzkreises einzeln auf ein und dieselbe Wellenlänge λ_0 ab. Nach der Koppelung zeigt der Resonanzkreis in jedem der beiden gekoppelten Kreise zwei Wellen λ_1 und λ_2 an, von denen die eine größer, die andere kleiner als λ_0 ist. Bezeichnet man mit k den Koppelungsgrad, so gilt:

1) P. Ludewig, Ein Dämpfungsmesser für die Praxis der drahtlosen Telegraphie, Phys. Ztschr. **12**, 763, 1911; Jahrb. **5**, 390, 1912.

$$k = \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{2\lambda_0^2} \tag{2}$$

Führt man an Stelle der Wellenlänge die Kondensatorwerte des Resonanzkreises ein, so ergibt sich:

$$k = \frac{1}{2}\,\frac{C_2 - C_1}{C_r} \tag{3}$$

Vergleicht man diese Formel mit der Formel (1), so sieht man, daß sie sich lediglich durch den Faktor π unterscheidet.

Man kann also bei der Konstruktion eines Koppelungsmessers genau so vorgehen, wie bei der Konstruktion des Dämpfungsmessers. An Stelle des einen Kondensators nimmt man im Resonanzkreis zwei

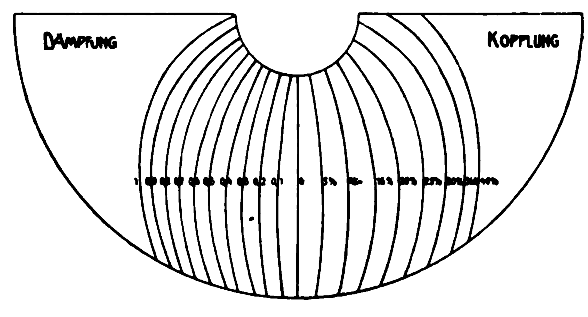


Fig. 2.

parallel geschaltete, stellt den Zeiger des ersten auf die Mitte seiner Skala, stimmt mit dem zweiten Kondensator die beiden zu koppelnden Kreise auf dieselbe Wellenlänge ein und sucht mit dem ersten Kondensator nach der Koppelung die beiden Maxima links und rechts auf. Unter dem Schieber des Zeigers des ersten Kondensators liest man dann den Koppelungsgrad ab.

Es fragt sich, wie groß man das Verhältnis der beiden parallel geschaltenen Kondensatoren wählen soll. Für die Dämpfungsmessung hatte sich das Verhältnis von $^1/_4$ oder $^1/_3$ als zweckmäßig erwiesen ($^1/_{10}$ empfahl sich bei großer Genauigkeit von kleinen Dämpfungswerten). Fig. 1 gibt für das Verhältnis $^1/_3$ links von der Mitte die Skala der Isodämpfungskurven, rechts die entsprechenden Isokoppelungskurven[1]). Wie man sieht, kann man bei diesem Verhältnis Koppe-

1) Die Figur enthält zwei vollständige Flächenskalen. Jede derselben ist symmetrisch zur Null-Geraden.

lungen bis zu ca. 20 % messen. Will man noch weiter gehen, so muß man das Verhältnis ändern. So gilt Fig. 2 für den Fall 1:1. Allerdings rücken hier die Isodämpfungskurven so zusammen, daß die Genauigkeit der Dämpfungsmessung Not leidet.

Will man beides, Koppelung und Dämpfung, genau messen, so würde es sich empfehlen, den parallel geschalteten Kondensator zu unterteilen, so daß man das Verhältnis der Kondensatoren ändern kann.

Institut für angewandte Elektrizitätslehre
zu Göttingen, Februar 1912.

(Eingesandt 27. April 1912.)

Die Periodenzahlen und Dämpfungskoeffizienten gekoppelter Schwingungskreise.

Von **John Stone-Stone.**

Die Theorie zweier gekoppelter Schwingungskreise, die im besonderen für den Hochfrequenzingenieur große Bedeutung hat, ist ausführlich behandelt worden von einer Reihe Autoren wie V. Bjerkness[1]), Oberbeck[2]), Galitzin[3]), Domalip und Koláček[4]), Wien[5]) und Drude[6]).

Die Ausdrücke für die Dämpfungskoeffizienten und Periodenzahlen zweier gekoppelter Schwingungskreise hängen bekanntlich ab von der Lösung einer algebraischen Gleichung vierten Grades, und aus diesem Grunde hat es sich als notwendig erwiesen, für diese Größen vereinfachte angenäherte Ausdrücke anzunehmen. Leider sind die Annahmen, die zwecks Ableitung dieser vereinfachten Ausdrücke für die Dämpfungskoeffizienten und Periodenzahlen der gekoppelten Schwingungskreise gemacht worden sind, nicht vereinbar gewesen mit den Bedingungen, die bei den meisten wenn nicht gar bei allen praktischen Anwendungen solcher Schwingungskreise vorherrschen.

Die vereinfachten Ausdrücke beziehen sich nur auf zwei gekoppelte

---

1) Wied. Ann. 55, S. 121, 1895.
2) Wied. Ann. 55, S. 623, 1895.
3) Petersb. Ber. Mai und Juni 1895.
4) Wied. Ann. 57, S. 731, 1896.
5) Wied. Ann. 61, S. 151, 1897; Ann. d. Physik 8, S. 686, 1902.
6) Ann. d. Physik 13, S. 512, 1904.

Schwingungskreise mit kleiner oder gar keiner Dämpfung oder auf Fälle, bei denen die Koppelung sehr lose ist oder schließlich auf solche, bei denen sowohl Koppelung wie Dämpfung sehr klein sind.

Im folgenden werden wir Ausdrücke für die Dämpfungskoeffizienten und Periodenzahlen zweier gekoppelter Schwingungskreise ableiten, die für die Rechnung sehr bequem sind und in allen praktisch vorkommenden Fällen genaue Resultate liefern werden. Auch gestatten sie in jedem gegebenen Fall schnell den Grad ihrer Genauigkeit zu bestimmen. Gleichzeitig werden wir Ausdrücke ableiten für die Effektivwerte des Selbstinduktionskoeffizienten und des Widerstandes gekoppelter Schwingungskreise, die in mancher Hinsicht ähnlich sind denen, die auftreten beim gewöhnlichen Transformator für die effektive Selbstinduktion und den Widerstand des Primärkreises mit Berücksichtigung der Beeinflussung durch den Strom in der Sekundärspule.

Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität der beiden Schwingungskreise seien bezeichnet mit R_1, L_1, C_1 bzw. R_2, L_2, C_2.

Wenn die beiden Schwingungskreise voneinander getrennt sind, so lauten die Gleichungen für die natürlichen Schwingungen der Ladungen der beiden Kondensatoren

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{d t^2} + 2 \alpha_1 \frac{d}{d t} + p_1^2\right) Q_1 = 0 \\ \left(\frac{d^2}{d t^2} + 2 \alpha_2 \frac{d}{d t} + p_2^2\right) Q_2 = 0 \end{aligned}\right\} \quad \text{(A)}$$

wo

$$\alpha = \frac{R}{L} \text{ und } p^2 = \frac{1}{C L}$$

gesetzt ist.

Durch Substitution der partikulären Lösung $e^{\omega_1 t}$ für Q_1 bzw. $e^{\omega_2 t}$ für Q_2 in diesen Gleichungen erhalten wir für die Dämpfungskoeffizienten und natürlichen Periodenzahlen die Beziehungen

$$\omega_1^2 + 2 \alpha_1 \omega_1 + p_1^2 = 0$$
$$\omega_2^2 + 2 \alpha_2 \omega_2 + p_2^2 = 0$$

Hieraus wird

$$\omega_1 = -\alpha_1 \pm \sqrt{-1}\, \beta_1$$
$$\omega_2 = -\alpha_2 \pm \sqrt{-1}\, \beta_2$$

wo

$$\beta_1 = \sqrt{p_1^2 - \alpha_1^2}$$
$$\beta_2 = \sqrt{p_2^2 - \alpha_2^2}$$

Durch Kombination partikulärer Lösungen von der Form $A e^{\omega t}$ erhalten wir für die Größen Q_1 und Q_2, wenn $\alpha_1 < p_1$ und $\alpha_2 < p_2$, die Ausdrücke

$$Q_1 = e^{-\alpha_1 t}(A_1 \cos \beta_1 t + B_1 \sin \beta_1 t)$$
$$Q_2 = e^{-\alpha_2 t}(A_2 \cos \beta_2 t + B_2 \sin \beta_2 t)$$

A_1, B_1, A_2 und B_2 sind Konstanten, die bestimmt werden durch die speziellen Bedingungen, unter denen die natürlichen Schwingungen entstehen.

Wir wollen an dieser Stelle nochmals darauf hinweisen, daß die α die Dämpfungskoeffizienten, die β die natürlichen Periodenzahlen oder die Periodenzahlen der natürlichen Schwingungen, die p die „freien" Periodenzahlen oder die Periodenzahlen der freien Schwingungen genannt werden.

Die Periodenzahl oder Pulsation β ist gleich der 2π-fachen Frequenz der Schwingungen. Die natürlichen Schwingungen sind die Schwingungen, die der Schwingungskreis ausführt, wenn sein elektrisches Gleichgewicht gestört und er dasselbe wieder herstellen kann ohne eine äußere auf ihn einwirkende Kraft. Die freien Schwingungen sind solche, die der Schwingungskreis ausführen würde bei der Wiederherstellung seines Gleichgewichts, wenn der Kreis frei von Widerstand oder anderen Dämpfungsquellen wäre.

Wir werden hier nicht den Fall „nicht oszillatorischer Kreise" behandeln, bei denen $p_1 \lessdot \alpha_1$ und $p_2 \lessdot \alpha_2$ ist.

In dem Falle, wo die beiden Schwingungskreise induktiv miteinander gekoppelt sind, erhalten wir an Stelle der Gleichungen (A) die folgenden

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\alpha_1 \frac{d}{dt} + p_1^2\right) Q_1 + \mu_1 \frac{d^2}{dt^2} Q_2 = 0 \\ \left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\alpha_2 \frac{d}{dt} + p_2^2\right) Q_2 + \mu_2 \frac{d^2}{dt^2} Q_1 = 0 \end{aligned}\right\} \quad (A')$$

wo

$$\mu_1 = \frac{M}{L_1} \text{ und } \mu_2 = \frac{M}{L_2}$$

M bedeutet den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der Kreise. Die Ausdrücke $\sqrt{\mu_1 \mu_2}$ oder $\frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$ werden als Koppelungskoeffizienten bezeichnet.

Aus der Gleichung (A') erhalten wir

$$\left\{\left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\,\alpha_1 \frac{d}{dt} + p_1^2\right)\left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\,\alpha_2 \frac{d}{dt} + p_2^2\right) - \mu_1 \mu_2 \frac{d^4}{dt^4}\right\} Q = 0$$

oder

$$\left\{(1 - \mu_1 \mu_2) \frac{d^4}{dt^4} + 2\,(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{d^3}{dt^3} + (p_1^2 + p_2^2 + 4\,\alpha_1 \alpha_2) \frac{d^2}{dt^2} + \right.$$
$$\left. + 2\,(\alpha_2 p_1^2 + \alpha_1 p_2^2) \frac{d}{dt} + p_1^2 p_2^2 \right\} Q = 0$$

Durch Einsetzen der partikulären Lösung $e^{\eta t}$ für Q in diese Gleichung gelangen wir zu der Gleichung für die Dämpfungskoeffizienten und natürlichen Periodenzahlen der induktiv gekoppelten Schwingungskreise

$$\left.\begin{aligned} \eta^4 + 2\,\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{k}\,\eta^3 + \frac{p_1^2 + p_2^2 + 4\,\alpha_1 \alpha_2}{k}\,\eta^2 + 2\,\frac{\alpha_1 p_2^2 + \alpha_2 p_1^2}{k}\,\eta + \\ + \frac{p_1^2 p_2^2}{k} = 0 \end{aligned}\right\} \quad \text{(B)}$$

$$k = 1 - \mu_1 \mu_2$$

Die vollständige Lösung dieser Gleichung vierten Grades ist zu verwickelt, als daß sie für den Ingenieur von irgendwelchem praktischen Wert sein könnte; auf einem einfachen Wege läßt sich aber eine Lösung finden, die für die Rechnung sehr bequem ist und die mit großer Annäherung gültig ist selbst in dem Falle, wo die Schwingungen sehr stark gedämpft sind oder die Koppelung zwischen beiden Kreisen eine sehr feste ist. Schließlich gilt sie auch dann noch, wenn sowohl Dämpfung als auch die Koppelung gleichzeitig hohe Werte haben. Wenn $k = 0$ ist, d. h. wenn die gegenseitige Induktion zwischen den beiden Kreisen verschwindet, reduziert sich Gleichung (B) auf

$$\eta^4 + 2(\alpha_1 + \alpha_2)\eta^3 + (p_1^2 + p_2^2 + 4\,\alpha_1 \alpha_2)\eta^2 + 2(\alpha_1 p_2^2 + \alpha_2 p_1^2)\eta + p_1^2 p_2^2 = 0 \quad \text{(C)}$$

Diese Gleichung drückt dasselbe aus wie das Produkt der beiden Gleichungen (A) und hat naturgemäß dieselbe Lösung.

Schreiben wir Gleichung (B) in der Form von Gleichung (C), so erhalten wir

$$\eta^4 + 2(a_1 + a_2)\,\eta^3 + (q_1^2 + q_2^2 + 4\,a_1 a_2)\,\eta^2 + 2\,(a_1 q_2^2 + a_2 q_1^2)\,\eta + q_1^2 q_2^2 = 0 \quad \text{(D)}$$

wo

$$\left.\begin{aligned} &k(a_1 + a_2) = \alpha_1 + \alpha_2 \\ &k(q_1^2 + q_2^2 + 4a_1 a_2) = p_1^2 + p_2^2 + 4\alpha_1 \alpha_2 \\ &k(a_1 q_2^2 + a_2 q_1^2) = \alpha_1 p_2^2 + \alpha_2 p_1^2 \\ &k q_1^2 q_2^2 = p_1^2 p_2^2 \end{aligned}\right\} \quad (E)$$

Das ist die Gleichung für die Dämpfungskoeffizienten und natürlichen Periodenzahlen zweier neuer Schwingungskreise, die, nicht gekoppelt, dieselben Dämpfungsfaktoren und natürlichen Periodenzahlen haben, wie die beiden von uns betrachteten Kreise bei induktiver Koppelung.

Die zweite Gleichung von (E) kann man in der Form schreiben

$$k(q_1^2 + q_2^2)\left(1 + 4\frac{a_1 a_2}{q_1^2 + q_2^2}\right) = (p_1^2 + p_2^2)\left(1 + 4\frac{\alpha_1 \alpha_2}{p_1^2 + p_2^2}\right)$$

Sie reduziert sich auf

$$k(q_1^2 + q_2^2) = p_1^2 + p_2^2,$$

wenn

$$\frac{1 + 4\dfrac{\alpha_1 \alpha_2}{p_1^2 + p_2^2}}{1 + 4\dfrac{a_1 a_2}{a_1^2 + a_2^2}} = 1 \quad (F)$$

Diese Bedingung ist entweder streng oder mit sehr großer Annäherung erfüllt in allen praktischen Fällen, selbst dann, wenn die Schwingungskreise sehr stark gedämpft oder sehr eng gekoppelt sind. In zweifelhaften Fällen kann das Kriterium (F) dazu dienen, den Grad der Annäherung festzustellen.

Nach dieser Modifikation der zweiten Gleichung wird (E)

$$\left.\begin{aligned} q_1^2 &= \frac{d + (d^2 - 4f)^{\frac{1}{2}}}{2} \\ q_2^2 &= \frac{d - (d^2 - 4f)^{\frac{1}{2}}}{2} \end{aligned}\right\} \quad (G)$$

$$\left.\begin{aligned} a_1 &= \frac{\varepsilon - c q_1^2}{q_2^2 - q_1^2} = \frac{c q_1^2 - \varepsilon}{(d^2 - 4f)^{\frac{1}{2}}} \\ a_2 &= \frac{\varepsilon - c q_2^2}{q_1^2 - q_2^2} = \frac{\varepsilon - c q_2^2}{(d^2 - 4f)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned}\right\} \quad (H)$$

wo

$$c = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{k}$$

$$d = \frac{p_1^2 + p_2^2}{k}$$

$$e = \frac{\alpha_1 p_2^2 + \alpha_2 p_1^2}{k}$$

$$f = \frac{p_1^2 p_2^2}{k}$$

In entwickelter Form lauten diese Ausdrücke

$$q_1^2 = \frac{p_1^2 + p_2^2 + \{(p_1^2 + p_2^2)^2 - 4\,k\,p_1^2 p_2^2\}^{\frac{1}{2}}}{2\,k}$$

$$q_2 = \frac{p_1^2 + p_2^2 - \{(p_1^2 + p_2^2)^2 - 4\,k\,p_1^2 p_2^2\}^{\frac{1}{2}}}{2\,k}$$

oder

$$q_1^2 = \frac{p_1^2 + p_2^2 + \{(p_1^2 - p_2^2)^2 + 4\,\mu_1\,\mu_2\,p_1^2 p_2^2\}^{\frac{1}{2}}}{2\,(1 - \mu_1\,\mu_2)}$$

$$q_2^2 = \frac{(p_1^2 + p_2^2) - \{(p_1^2 - p_2^2)^2 + 4\,\mu_1\,\mu_2\,p_1^2 p_2^2\}^{\frac{1}{2}}}{2\,(1 - \mu_1\,\mu_2)} \qquad \text{(G')}$$

und

$$a_1 = \frac{\alpha_1 p_2^2 + \alpha_2 p_1^2 - (\alpha_1 + \alpha_2)\,q_1^2}{k\,(q_2^2 - q_1^2)}$$

oder

$$a_1 = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)\,q_1^2 - (\alpha_1 p_2^2 + \alpha_2 p_1^2)}{\{(p_1^2 + p_2^2)^2 - 4\,k\,p_1^2 p_2^2\}^{\frac{1}{2}}} =$$

$$= \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)\,q_1^2 - \alpha_1 p_2^2 + \alpha_2 p_1^2)}{\{(p_1^2 - p_2^2)^2 + 4\,\mu_1\,\mu_2\,p_1^2 p_2^2\}^{\frac{1}{2}}}$$

$$a_2 = \frac{\alpha_1 p_2^2 + \alpha_2 p_1^2 - (\alpha_1 + \alpha_2)\,q_2^2}{k\,(q_1^2 - q_2^2)}$$

oder

$$a_2 = \frac{\alpha_1 p_2^2 + \alpha_2 p_1^2 - (\alpha_1 + \alpha_2)\,q_2^2}{\{(p_1^2 + p_2^2)^2 - 4\,k\,p_1^2 p_2^2\}^{\frac{1}{2}}} = \frac{\alpha_1 p_1^2 + \alpha_2 p_1^2 - (\alpha_1 + \alpha_2)\,q_2^2}{\{(p_1^2 - p_2^2)^2 + 4\,\mu_1\,\mu_2\,p_1^2 p_2^2\}^{\frac{1}{2}}}$$

Da Gleichung (D) das Produkt der beiden quadratischen Formen

$$\eta^2 + 2\,a_1\,\eta + q_1^2 = 0$$

und

$$\eta^2 + 2\,a_2\,\eta + q_2^2 = 0$$

ist, so ist ihre Lösung offenbar

$$-a_1 \pm \sqrt{-1}\, h_1$$

und

$$-a_2 \pm \sqrt{-1}\, h_2$$

wo

$$h_1{}^2 = q_1{}^2 - a_1{}^2$$
$$h_2{}^2 = q_2{}^2 - a_2{}^2$$

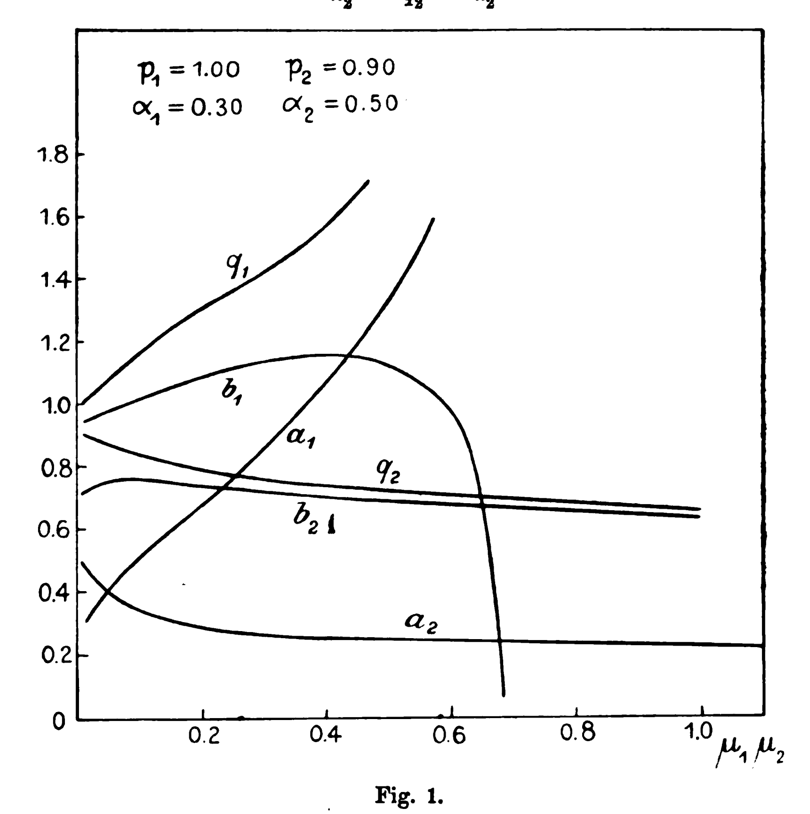


Fig. 1.

Aus dem Vorhergehenden ist ersichtlich, daß a_1 und a_2 die Dämpfungskoeffizienten, q_1 und q_2 die freien Periodenzahlen und h_1 und h_2 die natürlichen Periodenzahlen der gekoppelten Schwingungskreise sind, so daß wir als Lösung von Gleichung (A′) erhalten

$$Q_1 = A_1\, e^{-a_1 t} \sin(h_1 t + \vartheta_1) + B_1\, e^{-a_2 t} \sin(h_2 t + \vartheta_2)$$
$$Q_2 = A_2\, e^{-a_1 t} \sin(h_1 t + \varphi_1) + B_2\, e^{-a_2 t} \sin(h_2 t + \varphi_2)$$

wo A_1, A_2, B_1, B_2, ϑ_1, ϑ_2, φ_1 und φ_2 Konstanten sind, die bestimmt sind durch Gleichung (A′) und die Grenzbedingungen.

(G) und (H), (G′) und (H′) können auf eine Form gebracht werden, aus der sich sofort die Effektivwerte der Selbstinduktionen ergeben. Setzt man $\frac{1}{L_1' C_1}$ für q_1^2 und $\frac{1}{L_2' C_2}$ für q_2^2, so bedeuten L_1' und L_2' die effektiven Selbstinduktionskoeffizienten der gekoppelten

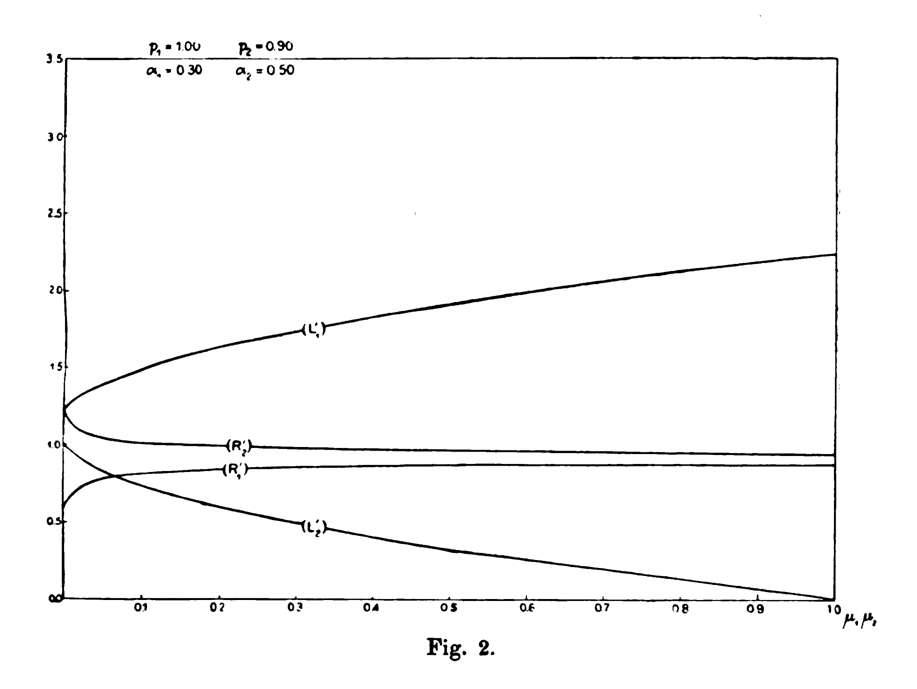


Fig. 2.

Kreise oder die Selbstinduktionen, welche die ungekoppelten Kreise haben mußten, um dieselben freien Periodenzahlen zu ergeben, wie in gekoppeltem Zustand.

Die entwickelte Form dieser Ausdrücke lautet:

$$L_1' = L_1 \frac{2\left(1 - \frac{M^2}{L_1 L_2}\right)}{1 + \frac{C_1 L_1}{C_2 L_2} + \left\{\left(1 - \frac{C_1 L_1}{C_2 L_2}\right)^2 + 4 \frac{M^2}{L_1 L_2} \frac{C_1 L_1}{C_2 L_2}\right\}^{\frac{1}{2}}}$$

und

Fig. 3.

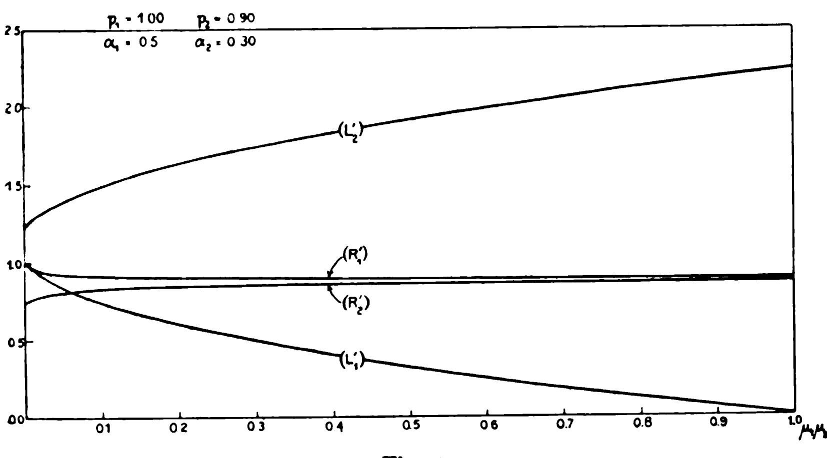

p_1 = 1.00 p_2 = 0.90
α_1 = 0.5 α_2 = 0.30
2.5
2.0
1.5
1.0
0.5
0.0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
μ_1/μ_2
(L'_2)
(R'_1)
(R'_2)
(L'_1)

Fig. 4.

$$L_2' = L_2 \frac{2\left(1 - \frac{M^2}{L_1 L_2}\right)}{1 + \frac{C_2 L_2}{C_1 L_1} - \left\{\left(\frac{C_2 L_2}{C_1 L_1} - 1\right)^2 + 4 \frac{M^2}{L_1 L_2} \frac{C_2 L_2}{C_1 L_1}\right\}^{\frac{1}{2}}}$$

Ähnliche Ausdrücke erhält man für die effektiven Widerstände der gekoppelten Schwingungskreise.

Für die effektiven Widerstände der gekoppelten Kreise ergeben sich ganz ähnliche Ausdrücke.

Setzt man

$$\frac{R_1'}{2 L_1'} = a_1 \quad \text{und} \quad \frac{R_2'}{2 L_2'} = a_2$$

so bedeuten R_1' und R_2' die effektiven Widerstände der gekoppelten Schwingungskreise, also jene Widerstände, die zusammen mit den effektiven Selbstinduktionswerten und Kapazitäten der nichtgekoppelten Oszillatoren dieselben Dämpfungskoeffizienten und natürlichen Periodenzahlen geben würden, die die gekoppelten Kreise besitzen. Die Ausdrücke für R_1' und R_2' lauten

$$R_1' = \frac{2 a_1}{C_1 q_1^2}$$

$$R_2^2 = \frac{2 a_2}{C_2 q_2^2}$$

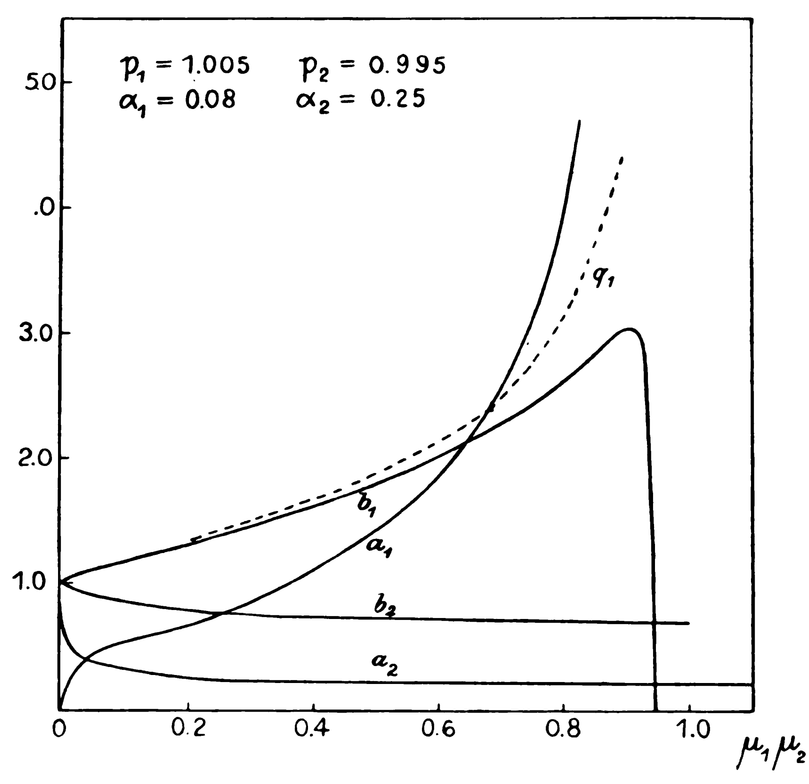
Für die Auswertung sind die Formeln zu unübersichtlich.

C_1, C_2, L_1', R_1' und R_2' bedeuten die Kapazitäten, Selbstinduktionskoeffizienten und Widerstände zweier nicht miteinander gekoppelter Kreise, welche dieselben freien und natürlichen Periodenzahlen haben wie die gekoppelten Kreise, die wir betrachten.

Oder anders ausgedrückt:

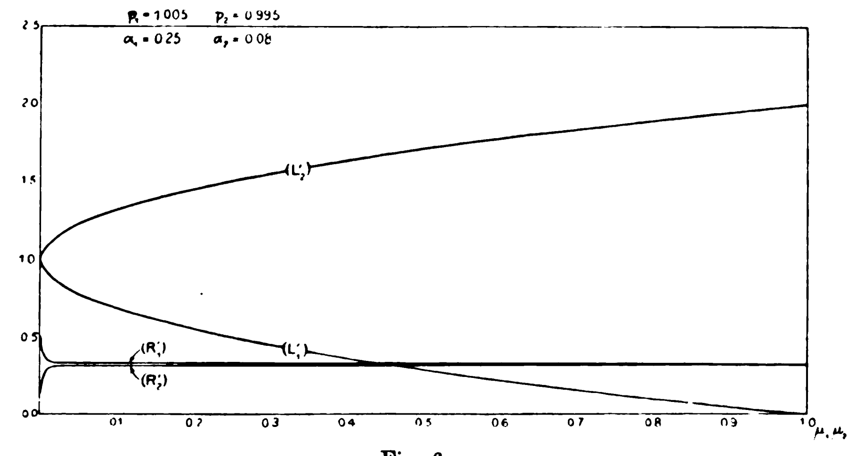
R_1', R_2' und L_1', L_2' sind die scheinbaren Widerstände und Selbstinduktionskoeffizienten der gekoppelten Kreise, wenn das Ausschwingen jedes derselben in der natürlichen Periodenzahl durch die Anwesenheit des anderen beeinflußt wird.

Zur Erlangung einer größeren Genauigkeit, wie sie die Formeln (G) und (H) gestatten, macht man am besten für die Werte a_1 und a_2 einen Überschlag mit Hilfe von Gleichung (G) und (H) und setzt die Werte für a_1 und a_2 ein in die folgenden Ausdrücke:



$p_1 = 1.005$ $p_2 = 0.995$
$\alpha_1 = 0.08$ $\alpha_2 = 0.25$
5.0
.0
3.0
2.0
1.0
q_1
b_1
a_1
b_2
a_2
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
μ_1/μ_2

Fig. 5.



$p_1 = 1005$ $p_2 = 0995$
$\alpha_1 = 025$ $\alpha_2 = 008$
25
20
15
10
05
00
(L'_2)
(L'_1)
(R'_1)
(R'_2)
01
02
03
04
05
06
07
08
09
10
$\mu_1\mu_2$

Fig. 6.

$$q_1{}^2 = \frac{g + (g^2 - 4f)^{\frac{1}{2}}}{2}$$

$$q_1{}^2 = \frac{g - (g^2 - 4f)^{\frac{1}{2}}}{2}$$

$$a_1 = \frac{c\,q_1{}^2 - e}{(g^2 - 4f)^{\frac{1}{2}}}$$

$$a_2 = \frac{e - c\,q_2{}^2}{(g^2 - 4f)^{\frac{1}{2}}}$$

wo

$$g = d + 4\left(\frac{\alpha_1\,\alpha_2}{k} - a_1\,a_2\right)$$

Diese Ausdrücke sind direkt aus Gleichung (E) abgeleitet.

Fig. 1, 2, 3 und 4 zeigen den Einfluß der Koppelungsänderung auf die scheinbaren Widerstände, Selbstinduktionskoeffizienten, Dämpfungskoeffizienten, freien und natürlichen Periodenzahlen zweier sehr stark gedämpfter Schwingungskreise. Fig. 5, 6, 7 und 8 zeigen dasselbe für den Fall, wo die beiden Kreise weniger stark gedämpft sind.

Aus Fig. 1 geht hervor, daß die freien Periodenzahlen q_1 und q_2 gänzlich verschieden sind von den natürlichen b_1 und b_2; in gleicher Weise weichen in Fig. 5 die freien Periodenzahlen q_1 erheblich ab von den natürlichen, ausgenommen bei loser Koppelung.

Die übliche Annahme, daß die freien und natürlichen Periodenzahlen übereinstimmen, ist also nicht richtig; selbst dann nicht, wenn die Dämpfung nicht groß ist, also unter der Voraussetzung genügend fester Koppelung.

Aus Fig. 1, 3, 5 und 7 ersieht man ferner, daß die höhere natürliche Periodenzahl b_1 bei stärker werdender Koppelung bis zu einem Maximalwert wächst. Eine weitere Steigerung der Koppelung hat ein rasches Sinken und Nullwerden von b_1 zur Folge, während die entsprechende freie Periodenzahl q_1 dauernd zunimmt bis zum Werte ∞, der dann erreicht wird, wenn die Koppelung „vollkommen" ist ($k = 1$).

Der Grund dafür, daß zwei vollkommen gekoppelte Schwingungskreise nur eine natürliche Periodenzahl haben, ist der, daß der Kreis mit der höheren freien Periodenzahl infolge der Beeinflussung durch den anderen Kreis aperiodisch wird. Dieses zeigen die Kurven a_1 und q_1. Der wahre Grund für diese Erscheinung liegt darin, daß der

$p_1 = 1.005$ $p_2 = 0.995$
$\alpha_1 = 0.25$ $\alpha_2 = 0.080$

Fig. 7.

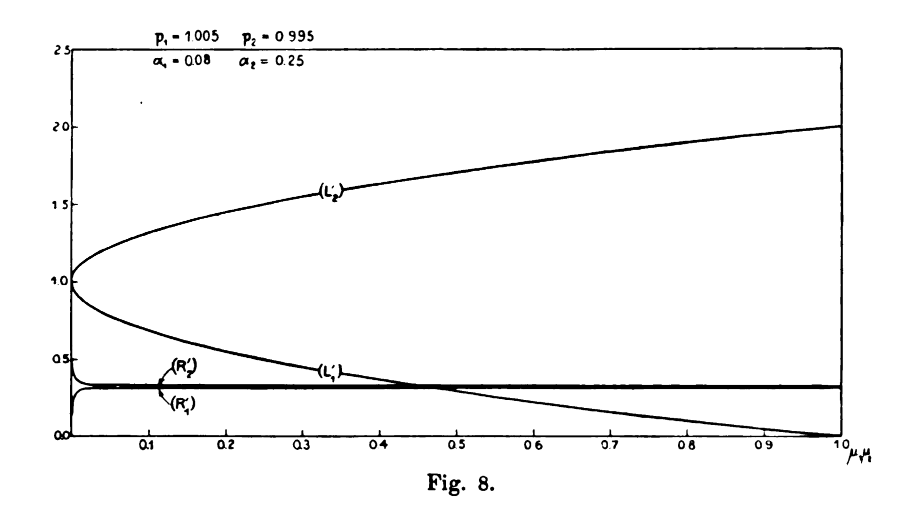


Fig. 8.

Dämpfungskoeffizient a_1 mit zunehmender Koppelung viel schneller wächst als die freie Periodenzahl q_1.

Die Abbildungen enthalten noch eine Reihe interessanter Punkte, deren Diskussion zu weit führen würde. Beispielsweise ergibt sich aus ihnen, daß die scheinbaren oder effektiven Widerstände R_1' und R_2' die Tendenz haben, sich einem gemeinsamen Endwert zu nähern und ferner die Tatsache, daß L_1', die effektive Selbstinduktion des Kreises mit der höheren freien Periodenzahl mit größer werdender Koppelung abnimmt, um schließlich bei vollkommener Koppelung ($k = 1$) in den Wert Null überzugehen.

In der folgenden Tabelle sind die Werte der Konstanten p_1, p_2, α_1 und α_2 zusammengestellt, wie sie den Figuren 11—18 zugrunde gelegt sind.

	p_1	p_2	α_1	α_2
Fig. 1 u. 2	1,00	0,90	0,30	0,50
„ 3 u. 4	1,00	0,90	0,50	0,30
„ 5 u. 6	1,005	0,995	0,08	0,25
„ 7 u. 8	1,005	0,995	0,25	0,08

Fig. 3 u. 4 entsprechen den Fig. 1 und 2, ebenso 7 u. 8 den Fig. 5 u. 6.

In beiden Fällen sind nur die Dämpfungskoeffizienten vertauscht.

Sind die freien Periodenzahlen der nicht gekoppelten Schwingungskreise die gleichen, d. h.

$$p_1^2 = p_2^2 = \frac{1}{C_1 L_1} = \frac{1}{C_2 L_2} = p^2$$

so wird

$$q_1^2 = \frac{p_1^2}{1 + \sqrt{\mu_1 \mu_2}}$$

$$q_2^2 = \frac{p_2^2}{1 + \sqrt{\mu_1 \mu_2}}$$

$$a_1 = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)(q_1^2 - p^2)}{2p^2 \sqrt{\mu_1 \mu_2}}$$

$$a_2 = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)(p^2 - q_2^2)}{2p^2 \sqrt{\mu_1 \mu_2}}$$

$$L_1' = L_1 (1 - \sqrt{\mu_1 \mu_2})$$

$$L_2' = L_2 (1 + \sqrt{\mu_1 \mu_2})$$

$$R_1' = L_1 \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)(q_1^2 - p^2)(1 - \sqrt{\mu_1 \mu_2})}{p^2 \sqrt{\mu_1 \mu_2}}$$

$$R_2' = L_1 \frac{\alpha_1 + \alpha_2)(p^2 - q_2^2)(1 + \sqrt{\mu_1 \mu_2})}{p^2 \sqrt{\mu_1 \mu_2}}$$

Der letztere Fall ist von großem theoretischem Interesse. Die gekoppelten Oszillatoren sind praktisch niemals auf Gleichheit ihrer

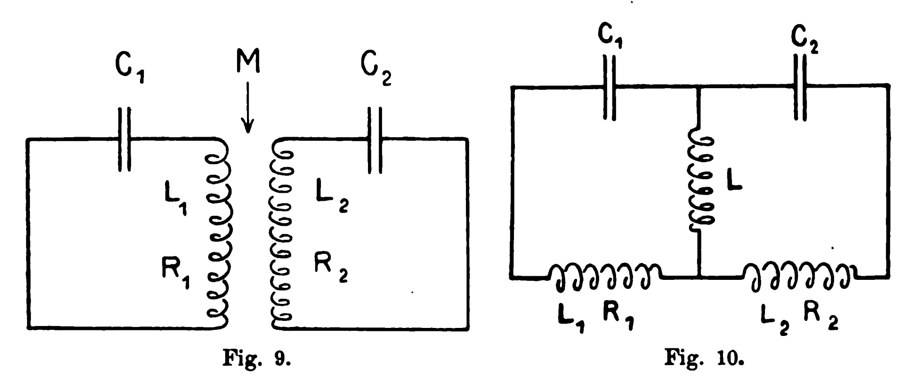


Fig. 9. Fig. 10.

freien Periodenzahlen p_1 und p_2 abgestimmt, sondern die Abstimmungen liegen bei loser Koppelung ganz in der Nähe ihrer gekoppelten natürlichen Periodenzahlen b_1 und b_2, oder aber sie sind für den Fall der festen Koppelung gänzlich verschieden von den beiden Schwingungszahlen, sowohl p wie auch b. Sie werden dadurch bestimmt, daß in einem der beiden Schwingungskreise eingestellt wird auf das Strom- oder Potentialmaximum.

Abgeleitet wurden die obigen Formeln für zwei induktiv miteinander gekoppelte Schwingungskreise (s. Fig. 9). Sie können auch angewandt werden auf den Fall, wo sie galvanisch (konduktiv) gekoppelt sind (Fig. 10) und schließlich auch dann, wenn die Kreise sowohl induktiv wie auch gleichzeitig galvanisch gekoppelt sind (Fig. 11).

Für die Konstanten sind in jedem Falle ihre entsprechenden Werte einzusetzen.

Für den Fall der galvanischen Koppelung sind die Werte der Konstanten

$$\mu_1 = \frac{L}{L_1 + L}$$

$$\mu_2 = \frac{L}{L_2 + L}$$

$$\alpha_1 = \frac{R}{L_1 + L}$$

$$\alpha_2 = \frac{R_2}{L_2 + L}$$

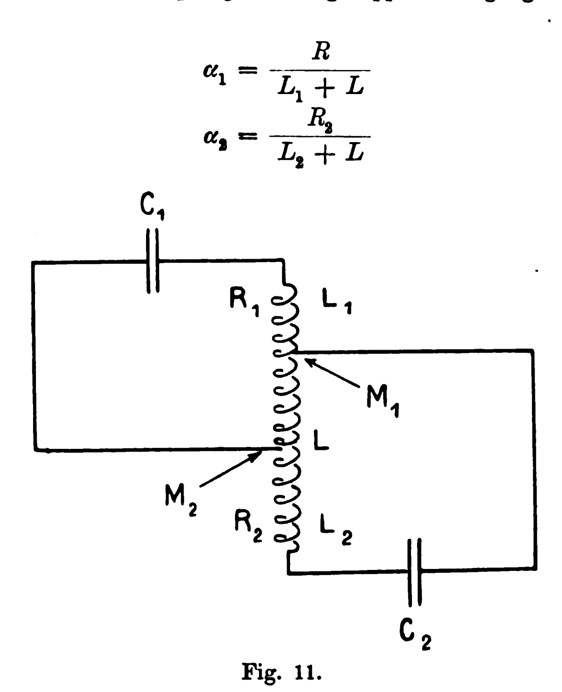


Fig. 11.

Für die gemischte Koppelung (galvanisch und induktiv) wird

$$\mu_1 = \frac{L + M_1}{L_1 + L + M}$$

$$\mu_2 = \frac{L + M_2}{L_2 + L + M}$$

$$\alpha_1 = \frac{R_1}{L_1 + L + M}$$

$$\alpha_2 = \frac{R_2}{L_2 + L + M}$$

In den beiden letzten Fällen, die durch die Fig. 10 und 11 dargestellt werden, ist der Widerstand der beiden Kreisen gemeinsamen Spule als vernachlässigbar angenommen. Dieses ist praktisch immer erlaubt, da jedem Schwingungskreise in erheblichem Betrage Nutzenergie entzogen wird und außerdem der Widerstand der Koppelungsspule möglichst klein gemacht wird.

Zusammenfassung.

Für die elektrischen Dimensionen zweier beliebig gekoppelter Schwingungskreise werden einfache und übersichtliche Formeln abgeleitet, die sich für den praktischen Gebrauch eignen. Die für den scheinbaren Selbstinduktionskoeffizienten und Widerstände der Kreise sich ergebenden Ausdrücke sind analog denen, die man beim normalen Transformator erhält.

Nach dem Englischen A. Esau.

(Eingesandt am 9. Oktober 1912.)

Die internationale Zeitkonferenz zu Paris vom 15. bis 23. Oktober 1912.

Von **E. Kohlschütter**[1]).

Eine internationale Zeitkonferenz hat in den Tagen vom 15. bis 23. Oktober d. J. in der Sternwarte zu Paris stattgefunden. Die Konferenz war von der französischen Regierung auf Veranlassung des Bureau des Longitudes zusammenberufen worden, um die Möglichkeiten zur Verbesserung der funkentelegraphischen Zeitsignale zu erörtern und die Grundlagen eines internationalen Abkommens zur Vereinheitlichung der Zeit zu beraten. Die meisten Kulturstaaten waren auf der Konferenz vertreten; aus Deutschland hatten das Reichsamt des Innern, das Reichsmarineamt, das Reichspostamt, das Preußische und das Sächsische Kultusministerium und der Hamburgische Senat Vertreter entsandt. Welche Wichtigkeit der Konferenz beigelegt wurde, geht daraus hervor, daß sie von dem Minister des öffentlichen Unterrichts in Person eröffnet, und daß die Vertreter der beteiligten Staaten von dem Präsidenten der französischen Republik in einer Sonderaudienz empfangen wurden.

Die ersten funkentelegraphischen Zeitsignale wurden in Kanada eingeführt. Seit 1907 werden sie von der Funkentelegraphenstation Camperdown bei Halifax abgegeben. Die richtige Zeit wird der Gebestelle vom Observatorium in St. John N. Br. übermittelt. Sehr bald folgten darauf Signale in den Vereinigten Staaten. Sie werden nach

1) Autorisierter und vom Verfasser durchgesehener Abdruck aus „Ann. der Hydrographie u. maritimen Meteorologie", Dezember 1912.

den Zeitangaben des Naval Observatory in Washington von der Funkentelegraphenstation Arlington ausgesandt. Für die Ostseite des Atlantic waren solche Signale seitens des Reichsmarineamts bereits seit 1906 geplant[1]). Ihre Ausführbarkeit wurde im gleichen Jahre durch Versuche festgestellt. Die Inbetriebnahme der Einrichtungen, die die selbsttätige Abgabe der Signale durch die Großstation Norddeich nach den Zeitangaben des K. Marineobservatoriums in Wilhelmshaven ermöglichen, konnte jedoch infolge widriger Umstände erst 1910 erfolgen.

Im gleichen Jahre, jedoch etwas später als Norddeich, begann auch die Grosstation des Eiffelturmes in Paris Zeitsignale nach den Zeitbestimmungen der Pariser Sternwarte zu funken, nachdem das Bureau des Longitudes und die Académie des Sciences zu Paris im Jahre 1908 dahingehende Beschlüsse gefaßt hatten[2]).

Ursprünglich waren alle diese Signale nur für die Schiffahrt bestimmt gewesen. Bald wurden sie aber auch von wissenschaftlichen Anstalten, meteorologischen, seismischen, erdmagnetischen und ähnlichen Instituten, von Uhrmachern und auch Privatpersonen benutzt und dankbar begrüßt. Dabei stellten sich zwischen den Signalen der verschiedenen Stationen Unterschiede heraus, deren Betrag nicht zu vernachlässigen war. Ferner wurde die Verschiedenheit der Signale der einzelnen Stationen als Unbequemlichkeit empfunden, da sie jedesmal ein zeitraubendes Suchen nach dem von der betreffenden Station angewandten Schema nötig machte. Die rasche Aufeinanderfolge der Norddeicher und der Pariser Signale (anfangs begannen die ersteren sogar, während die letzteren noch nicht beendet waren) erschien wenig zweckmäßig. Alles dies machte eine internationale Aussprache und einheitliche Regelung wünschenswert.

Der Gedanke einer solchen internationalen Verständigung war bereits zur Zeit, als die Norddeicher und Pariser Einrichtungen noch

---

1) —, —: Zeitsignale durch Funkentelegraphie. „Hansa", Deutsche Nautische Zeitschrift, 44. Jahrg., S. 189. Hamburg, April 1907. In dieser Mitteilung ist bereits der Wunsch nach einer näher am Atlantischen Ozean gelegenen Gebestelle für Funken-Zeitsignale geäußert worden, der durch die Einrichtung der Eiffelturm-Signale später erfüllt worden ist. Bei Abfassung der Mitteilung habe ich allerdings nicht an den Eiffelturm, sondern an eine der großen englischen Stationen gedacht.

2) Rapport fait au nom de la Commission de la télégraphie sans fil de l'Académie des Sciences par M. Bouquet de la Grye. »Comptes Rendus«, Tome 147, p. 818. Paris, novembre 1908.



in der Ausführung begriffen waren, von dem französischen Fregattenkapitän C. Tissot[1]) geäußert worden. Er hatte im Januar 1908 dem Bureau des Longitudes einen Aufruf zur internationalen Regelung der funkentelegraphischen Zeitsignale unterbreitet, der im Jahrbuch für drahtlose Telegraphie Band 2, Heft 5 im Jahre 1909 in drei Sprachen, französisch, englisch und deutsch, abgedruckt ist[2]). Er enthält auch bereits die Anregung zur Bildung eines internationalen Ausschusses zu diesem Zwecke. Wohl infolge des Erscheinens in einer rein technischen Zeitschrift blieb dieser Aufruf in Deutschland in den Kreisen der Astronomen und Nautiker, die das größte Interesse an den Funkenzeitsignalen haben, unbekannt. Daher konnte es geschehen, daß der frühere Direktor der Berliner Sternwarte, Geheimrat Förster, ganz unabhängig von dem Vorgehen Tissots im Jahre 1910 mit dem Plane einer Internationalisierung des Zeitdienstes mit Hilfe von Funkenzeitsignalen an die beteiligten Behörden herantrat. Daß diese beiden, einander sehr ähnlichen Gedanken nahezu gleichzeitig an zwei verschiedenen Stellen ohne gegenseitige Beeinflussung auftraten, kann als ein Zeichen für die Notwendigkeit ihrer Durchführung angesehen werden. Auch die starke, allseitige Beteiligung an der von der französischen Regierung einberufenen Konferenz spricht dafür oder wenigstens für das Interesse, das den Funkenzeitsignalen allseitig entgegengebracht wird.

Während von Norddeich nur eine Art von Zeitsignalen gegeben wird, wird bei den Signalen des Eiffelturmes bereits jetzt zwischen gewöhnlichen Signalen und solchen zu wissenschaftlichen Zwecken unterschieden. Die ersteren bestehen aus je einem in Pausen von zwei Minuten dreimal wiederholten einzelnen Punkt; sie sind kürzlich

---

1) Es gelang mir damals nicht die von unserem hochverehrten Mitarbeiter Herrn Prof. Dr. C. Tissot im Jahrbuch zuerst gegebene Anregung zu praktischer Ausführung zu bringen; erfreulicherweise ist nun heute nach einer Reihe von Jahren das gewünschte Resultat doch noch erreicht. Der Herausgeber.

2) Der Gedanke wurde von Bouquet de la Grye dahin erweitert, daß Zeitsignale nur von einer einzigen internationalen Gebestelle gefunkt werden sollten, die jedoch so stark sein müsse, daß ihre Signale auf der ganzen Erdoberfläche wahrgenommen werden können. Als Ort dieser Station war entweder Teneriffa vorgesehen, wo der Pik selbst als gigantischer Antennenmast dienen sollte, oder die französische Senegal-Kolonie, wo auf dem flachen Sandstrand von Guetn'dar eine Antennenanlage von 6 km Länge erbaut werden sollte. Bouquet de la Grye —: Détermination de l'heure, sur terre et sur mer, à l'aide de la télégraphie sans fil. »Comptes Rendus«, Tome 146, p. 671. Paris, mars 1908.

von dem Vorstand des Kaiserlichen Observatoriums zu Wilhelmshaven, Korvettenkapitän a. D. Capelle in den „Annalen der Hydrographie" beschrieben und mit den Norddeicher Signalen verglichen worden[1]). Die wissenschaftlichen Signale sind dagegen eine drei Minuten anhaltende Reihe von Punkten, die in Zwischenräumen von nahe einer Sekunde aufeinander folgen. Die Pausen sind so bemessen, daß die Punkte wenigstens einmal innerhalb einer Minute mit den Schlägen einer Sekundenuhr eine Koinzidenz bilden. Diese Signale werden zu Uhrvergleichungen zwischen der Pariser Sternwarte und den französischen Provinzsternwarten, sowie zu genauen Längenbestimmungen benutzt.

Die Konferenz hat den Unterschied zwischen gewöhnlichen und wissenschaftlichen Zeitsignalen festgehalten, da die an die beiden Arten von Signalen gestellten Anforderungen gänzlich verschieden sind, und daher auch eine unterschiedliche Behandlung angezeigt war.

Die für Seefahrer, Uhrmacher usw., kurz für das praktische Leben bestimmten gewöhnlichen Signale erfordern geringere Genauigkeit, etwa $^1/_4$ s. Dafür muß diese Genauigkeit aber bei jedem einzelnen Signal gewährleistet sein, da der Seemann die Verbesserung des Standes seines Chronometers sofort gebraucht, und es ihm nichts nützt, wenn er erst einige Tage oder Wochen später erfahren würde, daß an dem und dem Tage sein Chronometer den und den Fehler gehabt hat. Bei den Signalen zu wissenschaftlichen Zwecken dagegen ist die höchste erreichbare Genauigkeit anzustreben. Dagegen ist die Kenntnis der richtigen Zeit nicht unmittelbar im Anschluß an das Abhören des Signals erforderlich. Dem Astronomen und Geodäten genügt es, wenn er nach einigen Tagen oder Wochen erfährt, daß das von ihm benutzte Signal um einen bestimmten Betrag fehlerhaft war. Bei der Ableitung der Ergebnisse seiner Beobachtungen, die sowieso immer längere Zeit beansprucht und daher nicht sofort nach der Beobachtung erfolgen kann, vermag er auf den ihm nachträglich bekannt gewordenen Fehler des von ihm benutzten Zeitsignales gebührende Rücksicht zu nehmen.

Ein weiterer Umstand kommt hinzu. Die wahrscheinlichste Verbesserung eines Zeitsignales kann überhaupt gar nicht sofort angegeben werden, sondern erst dann, wenn der Stand der benutzten Uhr nach-

1) Capelle, H.: Die radiotelegraphischen Zeitsignale der Funkenstation Norddeich. „Annalen der Hydrographie und maritimen Meteorologie", 40. Jahrg., S. 420, August 1912.



träglich wieder mit dem Himmel verglichen ist. Erst dann ist es möglich, den genauesten Uhrstand durch Einschaltung zwischen zwei Zeitbestimmungen zu errechnen. Sofort bei Abgabe des Signals kann der Uhrstand nur durch Extrapolation ermittelt werden und ist daher auch bei den besten Uhren mit Fehlern behaftet. Die größtmögliche Genauigkeit in der Mitteilung der richtigen Signalzeit, die für die wissenschaftlichen Signale verlangt wird, kann daher überhaupt erst einige Zeit nach Abgabe des Signals erreicht werden. Bei den gewöhnlichen Signalen ist die Notwendigkeit, den Uhrstand der Signaluhr zu extrapolieren, ohne Belang, da bei der heute erreichten Vollkommenheit im Uhrenbau und bei der geplanten Mitwirkung einer Anzahl von gut mit Uhren ausgerüsteten Sternwarten die Fehler der Extrapolation innerhalb der angegebenen Fehlergrenze bleiben werden.

Hiernach dürften die Beschlüsse der Konferenz, die nachstehend in der Ursprache und in deutscher Übersetzung mitgeteilt werden, verständlich sein. Diese Beschlüsse sind nicht als bindend aufzufassen, da die meisten der anwesenden Vertreter keine Vollmacht hatten, sondern nur als Wünsche und Vorschläge, die die Konferenz den einzelnen Staaten unterbreitet, und deren Durchführung in der Praxis sie den maßgebenden Behörden empfiehlt.

Voeux et Résolutions de la Conférence Internationale de l'Heure ayant eu lieu à Paris du 15 au 23 octobre 1912.

A. Signaux horaires radiotélégraphiques.

a) But à atteindre et Organisations à créer.

1. Il est utile de chercher à réaliser l'unification de l'heure, par l'envoi de signaux radiotélégraphiques, qu'il s'agisse de signaux ordinaires ou de signaux scientifiques.

2. L'heure universelle sera celle de Greenwich.

3. Il sera utile de créer une Commission Internationale de l'Heure dans laquelle chacun des États adhérents sera représenté par des délégués.

Wünsche und Beschlüsse der Internationalen Zeitkonferenz zu Paris vom 15. bis zum 23. Oktober 1912.

A. Funken-Zeitsignale.

a) Ziel und Einrichtungen zu seiner Erreichung.

1. Die Durchführung einer Vereinheitlichung der Zeit durch Funken-Zeitsignale wird für nützlich gehalten, sowohl hinsichtlich gewöhnlicher als auch wissenschaftlicher Zeitsignale.

2. Allgemeine Weltzeit soll die Greenwicher Zeit sein.

3. Die Gründung eines Internationalen Zeitausschusses, in den jeder der zustimmenden Staaten Vertreter entsendet, wird für zweckmäßig gehalten.

4. Il sera utile de créer, sous l'autorité de la Commission Internationale de l'Heure, un organe exécutif: Bureau International de l'Heure, dont le siège sera à Paris.

b) Signaux horaires ordinaires.

5. Pour les signaux ordinaires, les résultats des déterminations de l'heure seront transmis à ce Bureau par les centres nationaux qui centraliseront euxmêmes les déterminations faites par les observatoires de leur pays et qui en déduiront l'heure la plus exacte.

6. Il est à désirer qu'en chaque point du globe, on puisse toujours recevoir un signal horaire de nuit et un signal horaire de jour, le nombre total des signaux perceptibles ne dépassant pas, en principe, 4 par 24 heures.

7. L'étude de la répartition définitive des centres d'émissions horaires sera confiée à la Commission Internationale de l'Heure.

La liste ci-après indique les stations[1] qui seront vraisemblablement en état, au 1er juillet 1913, de jouer le rôle de centre d'émissions horaires et les heures auxquelles devront être faites ces émissions:

	Heures de Greenwich	
Paris	0^h minuit	
San Fernando (Brésil)	2^h	
Arlington (États-Unis)	3^h	
Mogadiscio (Somali italienne)	4^h	
Manile	4^h	à titre d'essai
Tombouctou	6^h	
Paris	10^h	

4. Die Gründung eines Internalen Zeitamtes, mit dem Sitz in Paris, als ausführende Geschäftsstelle des Internationalen Zeitausschusses wird für nützlich erachtet.

b) Gewöhnliche Zeitsignale.

5. Für die gewöhnlichen Zeitsignale sollen die Ergebnisse der Zeitbestimmungen dem Internationalen Zeitamt durch staatliche Zentralstellen mitgeteilt werden, deren Aufgabe es ist, die Zeitbestimmungen der Sternwarten ihres Landes zu sammeln und daraus die richtige Zeit abzuleiten.

6. Anzustreben ist, daß an jeder Stelle des Erdballs stets ein Nacht- und ein Tagsignal, im allgemeinen jedoch nicht mehr als 4 Signale in 24 Stunden wahrnehmbar sind.

7. Erwägungen über die endgültige Verteilung der Gebestellen für Funken-Zeitsignale anzustellen, wird dem Internationalen Zeitausschusse überlassen.

Nachstehende Liste enthält die Stationen[1] die voraussichtlich am 1. Juli 1913 als Gebestellen für Funken-Zeitsignale tätig sein werden, sowie die Stunden, zu denen die Signale abgegeben werden sollen.

	Greenwicher Zeit	
Paris	0^h	Mitternacht
San Fernando (Brasil.)	2^h	
Arlington (Ver. Staaten)	3^h	
Mogadiscio (Ital. Somaliland	4^h	
Manila	4^h	versuchsweise
Timbuktu	6^h	
Paris	10^h	

1) Inzwischen ist noch Tsingtau (Kiautschou) hinzugekommen mit den Stunden 0^h und 12^h Greenwicher Zeit. (Zusatz des Verf.)

Heures de Greenwich

Norddeich-Wilhelms-haven . . . . 12^h midi
San Fernando (Brésil) 16^h
Arlington (États-Unis) 17^h
Massaouah (Erythrée) 18^h
San Francisco . . . . . 20^h
Norddeich-Wilhelms-haven . . . . 22^h

Toute station horaire autre que les précédentes, qui viendrait à être créer ne pourra faire, en principe, ses émissions qu'à des heures (de Greenwich) rondes, différentes des heures ci-dessus.

8. Les signaux horaires ordinaires seront uniformément produits conformément au schéma suivant:

57^m 0—50^s	x x x x	59^m 6—7^s	trait
		8—9	»
55—56	trait	10	point
57—58	»		
59—60	»	16—17	trait
		18—19	»
		10	point
58^m 8—9	trait		
10	point	26—27	trait
		28—29	»
18—19	trait	30	point
20	point		
		36—37	trait
28—29	trait	38—39	»
30	point	40	point
38—39	trait	46—47	trait
40	point	48—49	»
		50	point
48—49	trait		
50	point	55—56	trait
		57—58	»
55—56	trait	59—60	»
57—58	»		
59—60	»		

durée d'un trait . . . . 1^s
» » point . . . . $^1/_4{}^s$
» » intervalle . . . . . . 1^s

9. Les centres d'émissions horaires feront usage d'une longueur d'onde uniforme d'environ 2500 mètres.

Greenwicher Zeit

Norddeich-Wilhelms-haven . . . . 12^h Mittag
San Fernando (Brasil.) 16^h
Arlington (Ver. Staaten) 17^h
Massaua (Erythräa) . . 18^h
San Francisco . . . . . 20^h
Norddeich-Wilhelms-haven . . . . 22^h

Jede weitere Gebestelle, die ins Leben gerufen werden wird, soll grundsätzlich ihre Signale nur zu vollen Stunden (Greenwicher Zeit), die von den in dieser Liste angegebenen Stunden verschieden sind, aussenden.

8. Die gewöhnlichen Zeitsignale sollen einheitlich nach dem folgenden Schema gegeben werden:

57^m 0—50^s	x x x x	59^m 6—7^s	Strich
		8—9	»
55—56	Strich	10	Punkt
57—58	»		
59—60	»	16—17	Strich
		18—19	»
		20	Punkt
58^m 8—9	Strich		
10	Punkt	26—27	Strich
		28—29	»
18—19	Strich	30	Punkt
20	Punkt		
		36—37	Strich
28—29	Strich	38—39	»
30	Punkt	40	Punkt
38—39	Strich	46—47	Strich
40	Punkt	48—49	»
		50	Punkt
48—49	Strich		
50	Punkt	55—56	Strich
		57—58	»
55—56	Strich	59—60	»
57—58	»		
59—60	»		

Dauer eines Striches . . . . . . 1^s
» » Punktes . . . . . . $0,25^s$
» » Zwischenraumes . 1^s

9. Die Gebestellen sollen für Funken-Zeitsignale eine einheitliche Wellenlänge von etwa 2500 m benutzen.

Lorsqu'ils emploieront des émissions musicales, la tonalité de celles-ci devra être choisie de manière que la réception soit soustraite autant que possible aux perturbations de toute nature.

10. On doit considérer les signaux horaires ordinaires actuels comme assez précis pour les besoins présents de la Navigation.

11. Pour la Météorologie, le Magnétisme terrestre et la Sismographie, l'approximation de la demiseconde est actuellement suffisante. Si des modifications devaient, dans l'avenir, être apportées au régime actuel, il est désirable que l'approximation de la demiseconde et même du quart de seconde soit assurée et que le système des signaux horaires soit assez simple pour que ces signaux puissent être reçus par des observateurs même peu expérimentés.

12. Pour les besoins des chemins de fer et des services publics les signaux horaires ordinaires actuels doivent être considérés comme assez précis.

c) Signaux horaires scientifiques.

13. Pour les signaux scientifiques, la mission du Bureau International de l'Heure sera de centraliser les déterminations de l'heure faites dans les observatoires associés et d'en déduire l'heure la plus exacte.

14. Le Bureau International de l'Heure communiquera les résultats des comparaisons qui ne seraient pas promptement publiés au Bureau central de l'Association Géodésique Internationale, à Potsdam, auquel on demandera d'en entreprendre la discussion approfondie. Ces résultats seront également communiqués aux autres associations officielles internationales qui les demanderaient.

Falls sie tönende Funken anwenden, soll die Tonhöhe so gewählt werden, daß die Zeitsignale, soweit als möglich, keinerlei Störungen ausgesetzt sind.

10. Für die heutigen Bedürfnisse der Schiffahrt werden die bereits vorhandenen gewöhnlichen Zeitsinale als hinreichend genau erachtet.

11. Für die Meteorologie, die Lehre vom Erdmagnetismus und die Seismologie genügt zurzeit eine Genauigkeit einer halben Sekunde. Sollte der jetzige Zustand später geändert werden, so müßten die Genauigkeit der halben Sekunde und selbst des Viertels der Sekunde gewährleistet und die Zeitzeichen so einfach angeordnet werden, daß sie auch von unerfahrenen Beobachtern aufgenommen werden können.

12. Für dle Eisenbahnen und den öffentlichen Zeitdienst wird die Genauigkeit der bestehenden gewöhnlichen Zeitsignale als ausreichend bezeichnet.

c) Wissenschaftliche Zeitsignale.

13. Für die wissenschaftlichen Zeitsignale ist es die Aufgabe des Internationalen Zeitamts, die Zeitbestimmungen der angeschlossenen Sternwarten zu sammeln und daraus die wahrscheinlichste Zeit abzuleiten.

14. Das Internationale Zeitamt teilt die Ergebnisse seiner Zeitvergleichungen, soweit sie nicht sofort veröffentlicht werden, dem Zentralbureau der Internationalen Erdmessung in Potsdam mit, das um die gründliche Bearbeitung dieser Vergleichungen ersucht werden soll. Diese Ergebnisse können ebenfalls den anderen anerkannten internationalen Vereinigungen, die darum nachsuchen, mitgeteilt werden.

15. En ce qui concerne l'exactitude désirable pour l'Astronomie et la Géodésie, les signaux radiotélégraphiques d'usage scientifique doivent atteindre le plus haut degré de précision possible.

16. La Commission Internationale de l'Heure sera chargée de régler les émissions des signaux spéciaux destinés aux besoins scientifiques et notamment de ceux qui ont pour objet de réaliser l'unification pratique de l'heure.

15. Für den Gebrauch in Astronomie und Geodäsie ist bei den wissenschaftlichen Funken-Zeitsignalen der größtmögliche Grad von Genauigkeit anzustreben.

16. Dem Internationalen Zeitausschuß wird die Regelung der besonderen Signale für wissenschaftliche Zwecke und namentlich derjenigen, die der praktischen Durchführung der Vereinheitlichung der Zeit dienen sollen, übertragen.

d) Détermination de l'heure, réception des signaux, technique de la radiotélégraphie.

17. Les résultats fournis par les différentes méthodes et les divers instruments en usage pour la détermination et la conservation de l'heure seront transmis à la commission à créer pour la discussion astronomique et géodésique de toutes les questions relatives à l'heure.

18. Les Observatoires et les Administrations intéressées mettront à l'étude l'organisation de l'enregistrement automatique des signaux horaires.

19. Considérant la très grande importance scientifique et pratique de l'unification et standardisation des méthodes qui servent à mesurer les différentes grandeurs se rattachant à la technique de la radiotélégraphie;

considérant que les spécifications des longueurs d'onde, des portées, des différents degrés d'amortissement faites par la Conférence n'auraient aucune valeur pratique sans la détermination et la coordination des méthodes de mesure qui en permettent le contrôle;

la Conférence a émis le vœu qu'il soit fait une entente internationale,

d) Zeitbestimmung, Signalempfang, Funkentechnik.

17. Die Ergebnisse, die mit den verschiedenen Methoden und Instrumenten zur Bestimmung und Festhaltung der Zeit erzielt worden sind, sollen dem zu schaffenden Ausschuß übermittelt werden zur Bearbeitung aller astronomischen und geodätischen Fragen, die mit der Zeit in Beziehung stehen.

18. Die Sternwarten und beteiligten Verwaltungen sollten die Einführung der Selbstaufzeichnung von Funken-Zeitsignalen in Erwägung ziehen.

19. In Anbetracht der sehr großen wissenschaftlichen und praktischen Wichtigkeit der Festsetzung einheitlicher und mustergültiger Methoden zur Messung der verschiedenen bei der Ausübung der Funkentelegraphie auftretenden Größen;

in Anbetracht, daß die Bestimmungen, die die Konferenz über Wellenlängen, Reichweiten, verschiedene Dämpfungsgrade getroffen hat, zwecklos sein würden, wenn nicht gleichwertige Methoden zur Prüfung jener Größen festgesetzt werden;

spricht die Konferenz den Wunsch aus, es möchten auf Grund einer

afin qu'on puisse procéder à une coordination des méthodes et des appareils de mesure des grandeurs qui se rapportent à la technique de la radiotélégraphie.

e) Commission provisoire.

20. En attendant que les circonstances permettent la réalisation de ce progamme, une Commission provisoire, nommée par la Conférence, pourrait organiser, à titre d'essai, la coopération dont il s'agit, et étudier les améliorations de toute nature à apporter à ce projet avant de le soumettre officiellement à l'approbation des gouvernements.

21. La Conférence prie l'Académie des Sciences de Paris de bien vouloir soumettre à l'Association Internationale des Académies, en l'appuyant, le projet de création d'une Commission Internationale de l'Heure, conformément au vœu émis par cette Association Internationale réunie à Londres en 1904.

B. Transmission de l'heure exacte aux Administrations et aux particuliers.

22. Les Administrations télégraphiques devront s'efforcer de constituer des centres horaires où l'heure sera reçue et conservée par les moyens les plus précis.

23. Les Administrations télégraphiques devront étudier et employer les moyens que la technique suggèrera en vue de transmettre l'heure aux particuliers, soit par des signaux généraux à heure fixe, soit par des signaux particuliers envoyés à la demande des intéressés.

24. En vue de favoriser le développement de ces procédés, les Administrations télégraphiques devront

internationalen Verständigung gleichwertige Methoden und Apparate zur Messung der für die Ausübung der Funkentelegraphie wichtigen Größen angegeben werden.

e) Vorläufiger Ausschuß.

20. Bis dieser Plan durchgeführt werden kann, soll ein vorläufiger, von der Konferenz ernannter Ausschuß das vorgeschlagene Zusammenarbeiten versuchsweise ins Leben rufen und die bei gründlicher Durcharbeitung sich ergebenden Verbesserungen an dem Plane anbringen, ehe er ihn amtlich den Regierungen zur Annahme vorlegt.

21. Die Konferenz bittet die Akademie der Wissenschaften zu Paris, den Plan der Schaffung eines Internationalen Zeitausschusses der Internationalen Vereinigung der Akademien befürwortend vorzulegen, entsprechend dem Wunsche, den diese Vereinigung bei ihrer Zusammenkunft in London im Jahre 1904 ausgesprochen hat.

B. Übermittelung der richtigen Zeit an Verwaltungen und Privatpersonen.

22. Die Telegraphen-Verwaltungen sollten Zeitdienststellen errichten, an denen die richtige Zeit mit den besten Hilfsmitteln aufgenommen und festgehalten wird.

23. Die Telegraphen-Verwaltungen sollten die Hilfsmittel, die die Technik bietet, um Privatpersonen die richtige Zeit zu übermitteln, seien es allgemeine Signale zu bestimmten Stunden oder nur auf Wunsch gegebene Sondersignale, erproben und in Betrieb setzen.

24. Um die Entwickelung derartiger Einrichtungen zu beschleunigen, sollten die Telegraphen-Verwaltungen



se communiquer les moyens employés par chacune d'elles.

C. Navigation.

25. Il est à désirer que tous les navires, à voiles et à vapeur, soient prochainement pourvus d'appareils pour la réception des signaux horaires radiotélégraphiques.

26. La Conférence prend acte des communications échangées entre les Délégués des États-Unis d'Amérique et de la Grande-Bretagne au sujet des renseignement à transmettre par voie radiotélégraphique sur les icebergs et autres dangers de la navigation. Elle apprécie hautement l'accord intervenu entre ces Délégués à ce propos, dans l'intérêt de la navigation mondiale.

D. Radiotélégrammes météorologiques.

27. Les questions relatives aux rapports de la Météorologie avec la Radiotélégraphie sont de trois sortes:

1. Transmission par une ou plusieurs stations radiotélégraphiques de renseignements météorologiques destinés à des stations éloignées, sur terre ou sur mer;
2. Réception par une ou plusieurs stations radiotélégraphiques et transmission aux services météorologiques centraux d'observations provenant de stations éloignées, sur terre ou sur mer;
3. Étude des phénomènes météorologiques qui peuvent influer sur les transmissions radiotélégraphiques.

28. Ces questions sont trop complexes pour être discutées immédiate-

sich gegenseitig über die von ihnen getroffenen Maßnahmen Mitteilung machen.

C. Schiffahrt.

25. Die baldige Ausrüstung aller Schiffe, Segler wie Dampfer, mit Einrichtungen zur Aufnahme von Funken-Zeitsignalen ist erwünscht.

26. Die Konferenz nimmt Kenntnis von Mitteilungen über die durch Funkendepesche erfolgende Verbreitung von Nachrichten über Eisberge und andere gefährliche Schiffahrtshindernisse, die zwischen den Vertretern der Vereinigten Staaten von Amerika und Großbritanniens ausgetauscht sind. Sie ist sehr befriedigt von dem Übereinkommen, das zwischen den genannten Vertretern in dieser Frage zum Nutzen der Weltschiffahrt getroffen worden ist.

D. Meteorologische Funkendepeschen.

27. Die Beziehungen der Meteorologie zur Funkentelegraphie und die sich daran anknüpfenden Fragen sind dreifacher Art:

1. Abgabe von meteorologischen Nachrichten an entfernte Land- oder Schiffsstationen durch eine oder mehrere Funkentelegraphen-Stationen.
2. Empfang von Beobachtungen entfernter Land- oder Schiffsstationen durch eine oder mehrere Funkentelegraphen-Stationen und ihre Weitergabe an die meteorologischen Zentralstellen.
3. Untersuchung der Witterungseinflüsse auf die Funkentelegraphie.

28. Diese Fragen sind zu verwickelt, als daß sie sofort erörtert werden

ment. Il est donc désirable que l'étude en soit confiée d'abord à une Commission composée notamment de Météorologistes et de Directeurs de stations radiotélégraphiques. Cette Commission présenterait son rapport à la prochaine réunion du Comité Météorologique International.

29. En attendant, on recommande:

1. Que le nombre des stations météorologiques dont les observations sont données dans la dépêche de la Tour Eiffel, soit augmenté dans la mesure du possible;

2. Que le poste radiotélégraphique en construction à Bruxelles apporte une large collaboration à l'étude des perturbations radiotélégraphiques produites par les agents atmosphériques.

könnten. Es ist daher zu wünschen, daß zunächst Untersuchungen darüber von einem Ausschuß, der namentlich aus Meteorologen und Direktoren von Funkentelegraphen-Stationen zusammengesetzt ist, angestellt werden. Dieser Ausschuß sollte seinen Bericht dem Internationalen Meteorologischen Komittee bei seiner nächsten Zusammenkunft vorlegen.

29. Unterdessen wird empfohlen:

1. Daß die Zahl der meteorologischen Stationen, deren Beobachtungen in der Eiffelturm-Depesche mitgeteilt werden, soweit als möglich vermehrt werde;

2. daß die im Bau befindliche Funkentelegraphen-Station zu Brüssel eine ausgiebige Mitarbeit bei der Erforschung der durch atmosphärische Einwirkungen verursachten Störungen der Funkentelegraphie übernehmen möge.

E. Étude scientifique des ondes hertziennes.

30. La Conférence prend acte de la constitution d'un Comité provisoire ayant pour but l'organisation de l'étude scientifique des ondes hertziennes dans leurs rapports avec les milieux ambiants.

31. Elle adresse des félicitations à M. Goldschmidt qui veut bien mettre sa station de télégraphie sans fil de grande puissance à Bruxelles, à la disposition de ce Comité en même temps qu'une somme de vingt-cinq mille francs pour subvenir aux frais des premières études.

32. La Conférence émet le vœu de voir les pouvoirs publics protéger ce genre de recherches dont les résultats promettent d'être d'une importance capitale non seulement aux points de vue de la théorie pure et de la

E. Wissenschaftliche Erforschung der Hertzschen Wellen.

30. Die Konferenz nimmt Kenntnis von der Bildung eines vorläufigen Ausschusses, der die wissenschaftliche Erforschung der Hertzschen Wellen in ihrer Beziehung zu dem umgebenden Mittel in die Wege leiten soll.

31. Sie spricht Herrn Goldschmidt ihren Dank dafür aus, daß er diesem Ausschuß sowohl seine Großstation für drahtlose Telegraphie zu Brüssel als auch eine Summe von fünfundzwanzigtausend Frank zur Deckung der ersten Kosten dieser Untersuchungen zur Verfügung stellen will.

32. Die Konferenz spricht den Wunsch aus, daß die Regierungen derartige Untersuchungen fördern möchten, die nicht allein für die reine Theorie und die Meteorologie, sondern auch für die Weiterentwicke-

Météorologie, mais aussi à celui du développement de la T. S. F.

33. Elle estime désirable que la station de T. S. F. de Bruxelles, bien que créée pour le service public, puisse néanmoins contribuer dans l'avenir à ces recherches scientifiques internationales.

lung der drahtlosen Telegraphie von grundlegender Bedeutung zu werden versprechen.

33. Sie erachtet es für wünschenswert, daß die Funkentelegraphen-Station zu Brüssel, obwohl sie für den öffentlichen Dienst gebaut ist, dennoch auch künftighin zu diesen wissenschaftlichen Untersuchungen herangezogen werden kann.

Nach dem, was vorher über die beiden Arten von Zeitsignalen gesagt worden ist, ergibt sich, daß der bei der praktischen Durchführung der Zeitvereinheitlichung einzuschlagende Weg für die beiden Signalarten verschieden sein wird. Für die gewöhnlichen Signale, deren Fehler die Grenze von etwa $0,25^s$ nicht übersteigen sollen, werden die an der Kontrolle teilnehmenden Sternwarten eines jeden Landes die nach ihren Zeitbestimmungen oder Uhrstand-Extrapolationen erforderlichen Verbesserungen der vorhergehenden Signale der Zentralstelle ihres Landes auf telegraphischem Wege mitteilen müssen. Die staatlichen Zentralstellen werden aus diesen Einzelkorrektionen sofort den Mittelwert ableiten und ihn, ebenfalls telegraphisch, dem internationalen Zeitamt in Paris bekannt geben. Dieses nimmt dann das Mittel aus den sämtlichen ihm zugegangenen staatlichen Verbesserungen und leitet daraus die internationale Verbesserung ab, deren die zuletzt abgegebenen Signale bedürfen. Diese Verbesserung teilt das Zeitamt den einzelnen Gebestellen mit, damit sie ihre die Signale selbsttätig auslösenden Uhren danach verbessern können. Für diese Bekanntgabe wird sich das internationale Zeitamt ebenfalls des Telegraphen bedienen müssen, damit die Gebestellen die internationale Verbesserung rechtzeitig für die nächsten Signale bekommen.

Für die wissenschaftlichen Signale hat die Mitteilung extrapolierter Uhrstände an das internationale Zeitamt in Paris keinen Sinn. Denn sie können für die Ableitung der wahrscheinlichsten Fehler der Signale nicht in Betracht kommen. Da für diese Signale die höchste erreichbare Genauigkeit angestrebt werden soll, müssen die dem internationalen Zeitamt mitgeteilten Fehler dieser Signale aus interpolierten Uhrständen abgeleitet werden. Für diesen Zweck dürfte aber eine schriftliche Mitteilung genügen, da sie ja sowieso erst mehrere Tage später, nämlich erst nach dem Gelingen einer Schluß-Zeitbestimmung und der Interpolation der Uhrstände erfolgen kann.

Es liegt nach dem früher Gesagten zunächst auch kein Bedürfnis nach sofortiger Kenntnis des Resultats vor.

Da die Signale des Eiffelturms nicht über die ganze Erde reichen, wird wohl noch eine Ergänzung der vorgesehenen Organisation durch andere Zeitämter erforderlich werden. Zum Beispiel kann die Einheitlichkeit der Zeitsignale in Australien und dem fernen Osten nicht durch das Zeitamt in Paris hergestellt werden. Für andere Erdteile werden daher wohl noch weitere internationale Zeitämter mit denselben oder ähnlichen Aufgaben wie das Pariser Amt der Organisation angegliedert werden müssen.

Außerdem scheint mir noch Nr. 18 der Konferenzbeschlüsse einer kurzen Erläuterung zu bedürfen. Bisher sind die Zeitsignale nur mit dem Gehör aufgenommen worden. Obwohl man damit bei Anwendung der von Favé, Ferrié, Claude und Driencourt ausgebildeten Methode der im Telephon abgehörten Koinzidenzen zu sehr großen Genauigkeiten gekommen ist[1]), erscheint doch eine vollkommen selbsttätige Aufnahme auch der Funken-Zeitsignale erwünscht. Eine Versuchsanordnung, die diesem Zwecke diente, war von Herrn Professor Abraham in einem Gebäude der Sternwarte aufgestellt und mit einer im Garten befindlichen kleinen Antennenanlage verbunden worden. Bei der Ankunft eines jeden funkentelegraphischen Signals machte ein Lichtpunkt, der auf einem in Bewegung befindlichen Streifen lichtempfindlichen Papiers spielte, einen plötzlichen Ausschlag. Auf dem Papierstreifen entstand dadurch eine gebrochene Linie, ähnlich wie bei den Hippschen Schreib-Chronographen, nur mit dem Unterschied, daß die Ausschläge sehr viel größer waren, als bei den Chrono, graphen. Indem die Uhr, die mit den funkentelegraphischen Signalen verglichen werden sollte, Ausschläge nach der anderen Seite hervorbrachte, konnten die Augenblicke der Koinzidenz mit großer Schärfe vom Streifen abgelesen werden. Herr Professor Abraham glaubt, daß diese Art der Selbstaufzeichnung der Funken-Zeitsignale bei weiterer Durchbildung wenigstens dieselbe Genauigkeit zu geben imstande sein wird, als die Methode der telephonischen Koinzidenzen. Auf einer Aufnahme der Norddeicher Signale waren die bekannten Abweichungen der einzelnen Zeitstriche, die in kleinen Unregelmäßigkeiten der Kontaktscheiben ihre Ursache haben, genau zu

[1]) Bei der Längenbestimmung Paris—Bizerte haben die Unterschiede der Übertragungszeiten (Stromzeiten) bei verschiedenen Beobachtern und an verschiedenen Abenden nur 0,0005^s betragen, woraus sich die Geringfügigkeit der Fehler der Uhrvergleichungen ergibt.



sehen. Jedenfalls scheint mir dieser selbstschreibende Empfänger für genaue Längenbestimmungen eine große Zukunft zu haben. Daß auch die Konferenz diese Ansicht teilte, geht aus dem Beschluß Nr. 18 hervor, der die Weiterentwickelung dieses Instrumentes empfiehlt.

Fragt man schließlich nach dem Nutzen, den der Abschluß eines internationalen Abkommens und die Gründung des Zeitausschusses und des Zeitamtes haben werden, so scheint mir sowohl ein praktischer Nutzen, als auch einer für die Wissenschaft vorhanden zu sein. Der erstere ergibt sich daraus, daß die eingangs geschilderten Mißstände, die zur Zeit vorhanden sind, beseitigt werden. Der Ausschuß wird dafür eintreten, daß möglichst überall Zeitsignale gehört werden können, so daß der Seefahrer in Zukunft an jedem Punkte des Ozeans eine völlig sichere Ortsbestimmung wird vornehmen können. Fehler im Chronometerstande werden dann nicht mehr vorkommen. Bis zur Erreichung dieses Zieles wird allerdings wohl noch eine sehr geraume Zeit vergehen, aber auch schon jetzt wird die allmähliche Vermehrung der Funken-Zeitsignale durch die Schaffung neuer Möglichkeiten zur Ableitung des Chronometerganges, und ganz besonders zur Ableitung des Ganges, während sich das Schiff in Fahrt befindet, von Vorteil sein. Die Fehler, die bei der Vorausberechnung des Chronometerstandes früher durch den unbekannten Unterschied zwischen Reisegang und Ruhegang entstanden, können jetzt vermieden werden, da infolge der Funken-Zeitsignale der Gang aus Standbeobachtungen, die während der Fahrt gemacht sind, berechnet werden kann. Von besonderer Bedeutung ist dieses Hilfsmittel daher für diejenigen Schiffe, die zu ihren Arbeiten ein möglichst genaues Besteck brauchen; also Kabeldampfer, Vermessungsschiffe und ozeanographische Expeditionsschiffe. Ein weiterer Vorteil ist darin zu sehen, daß der Ausschuß auf eine zweckmäßige Verteilung der Gebestellen von Funken-Zeitsignalen hinwirken wird, damit nicht an einzelnen Stellen eine Überhäufung mit solchen Signalen eintritt; ferner in einer zweckmäßigen Verteilung der Gebezeiten, damit gegenseitige Störungen vermieden werden. Auch die Einheitlichkeit der Signalzeichen über die ganze Erde halte ich für sehr wertvoll, da sie die praktische Aufnahme der Signale erleichtert. Alle diese Vorteile lassen sich ohne eine dauernde internationale Organisation nicht erreichen. Denn nur bei dem Vorhandensein einer solchen Organisation können sich die einzelnen Staaten gegenseitig über die auf diesem Gebiete beabsichtigten Maßnahmen auf dem Laufenden erhalten und sich über die anderwärts gemachten Fortschritte erkundigen. Allein eine dauernde Organisation verbürgt auch die Befolgung einheitlicher

Gesichtspunkte bei der Errichtung neuer Funken-Zeitsignalstationen. Eine internationale Organisation kann gegebenenfalls an solche Staaten, die ihr nicht angehören, mit der Bitte um Berücksichtigung der von ihr aufgestellten Gesichtspunkte herantreten, was ein einzelner Staat nicht tun kann.

Auch die Einrichtung neuer Zeitämter in anderen Erdteilen zum Nutzen der Schiffahrt, auf deren voraussichtliche Notwendigkeit im vorstehenden bereits hingewiesen ist, wird durch das Bestehen einer internationalen Organisation wesentlich gefördert werden.

Schließlich scheint mir auch in der Vereinheitlichung der Zeit durch die internationalen Zeitämter ein Vorteil zu liegen. Denn wenn vielleicht auch ein mit unpersönlichem Mikrometer und mit mehreren in luftdichtem Gehäuse und in konstanter Temperatur befindlichen guten Uhren ausgerüstetes Observatorium die Zeit innerhalb der festgesetzten Grenzen dauernd richtig anzugeben vermag, so können doch Fälle eintreten, wo infolge irgendwelcher Umstände der Fehler einmal größer werden könnte[1]. Besonders bei uns in Deutschland ist dies möglich, wo Perioden von zwei bis drei Wochen bedeckten Himmels, während deren Sternbeobachtungen ausgeschlossen sind, vorkommen können. Das Zusammenwirken mehrerer Sternwarten sorgt dann dafür, daß auch in solchen Fällen die Zeitsignale zur richtigen Zeit gefunkt werden. Auch scheint mir die gegenseitige Kontrolle, die durch die Aufnahme der Zeitsignale in verschiedenen Ländern und die Mitteilung der Resultate an die Zentralstelle erzielt wird, für das Vertrauen in die dauernde Zuverlässigkeit und Fehlerfreiheit der Signal-Gebebetriebe nicht ohne Bedeutung zu sein.

Über die Möglichkeit von Fortschritten und Erleichterungen für die Wissenschaft, die die Internationalisierung der Funken-Zeitsignale bringen wird, sei hier nur kurz das Folgende ausgeführt. Durch die Verbreitung der Signale über die ganze Erdoberfläche wird es allen meteorologischen, seismologischen, erdmagnetischen und ähnlichen Instituten möglich gemacht, ohne eigene Zeitbestimmungen die richtige Zeit zu haben. Sie haben dadurch eine wesentliche Zeitersparnis und Arbeitserleichterung. Dasselbe gilt auch für Expeditionen, die zu der-

1) In den Monaten Juli—September 1912 sind nach einer dankenswerten Mitteilung von Herrn Prof. Wanach die Unterschiede zwischen den in Hamburg und Potsdam festgestellten Verbesserungen der Norddeicher Signale nicht über 0.3^s gestiegen. Dabei handelte es sich jedoch um nachträglich interpolierte Uhrstände. Bei extrapolierten Uhrständen dürften die Unterschiede nicht unerheblich größer gewesen sein.



artigen Zwecken ausgesandt werden. Einen ganz besonderen Vorteil werden jedoch reisende Geographen und Erkundungsexpeditionen, die geographische Ortsbestimmungen auszuführen haben, von derartigen Signalen ziehen. Denn bisher konnten in unvermessenen Ländern Bestimmungen der geographischen Länge nur durch Mondbeobachtungen ausgeführt werden, die zu ihrer Auswertung umständlicher Rechnungen bedürfen, und deren Genauigkeitsgrad sehr viel zu wünschen übrig läßt. Dies hat dazu geführt, daß viele Expeditionen von vornherein auf die Bestimmung der Länge verzichtet haben. Die notwendige Folge waren starke und unkontrollierbare Verzerrungen der Marschrouten und der darauf aufgebauten Karten in ost-westlicher Richtung. Mit Hilfe der internationalen Funken-Zeitsignale, die nach und nach den ganzen Erdball umspannen werden, wird jeder Reisende in der Lage sein, ohne Schwierigkeit auch die Länge seines Beobachtungsortes zu bestimmen. Das Unsinnige, das in der Beschränkung auf die Bestimmung nur einer Koordinate liegt, wird nunmehr verschwinden und die geographische Ortsbestimmung wirklich zu dem werden, was ihr Name anzeigt, nämlich zu der Bestimmung eines Ortes, die eben nur durch Angabe seiner beiden Koordinaten erfolgen kann.

Für die Astronomie liefern die wissenschaftlichen Signale die Möglichkeit von Arbeitserleichterungen. Heutzutage gilt es als eine Hauptaufgabe einer jeden Sternwarte, Zeit zu machen. Dies erfordert allerlei Hilfsmittel instrumenteller Art sowie Zeit- und Arbeitsaufwand des Personals. Die Funken-Zeitsignale geben hier nun die Möglichkeit einer Arbeitsteilung und damit eines Zeitgewinnes. Nur wenige besonders dazu ausgerüstete Sternwarten besorgen die Zeitbestimmungen und die Kontrolle der wissenschaftlichen Funkensignale. Die übrigen ermitteln die Stände ihrer Uhren nur aus den Signalen und gewinnen dadurch Zeit und Arbeitskräfte für andere Aufgaben. Die Genauigkeit der Zeitangaben dürfte bei diesem Verfahren nicht geringer sein als jetzt, sondern eher größer, denn die internationalen Verbesserungen der Signale werden aus einer viel größeren Anzahl von Uhren und Beobachtungen abgeleitet werden, als dies einer einzelnen, noch dazu nicht immer auf das Beste ausgerüsteten Sternwarte möglich ist. Ein Vergleich wird das Gesagte noch besser erläutern. Die Vorausberechnung der Gestirnsephemeriden wird dem einzelnen Astronomen durch besonders dafür eingerichtete Recheninstitute abgenommen. Diese Recheninstitute haben zur Vermeidung unnötiger Wiederholungen derselben Rechnung ein internationales Übereinkommen getroffen, wonach sie die Ergebnisse ihrer Arbeiten gegenseitig untereinander austauschen.

In ähnlicher Weise wird es möglich sein, die Wiederholung der gleichen und an und für sich sogar unproduktiven Arbeit, die die Ausführung von Zeitbestimmungen auf jeder einzelnen Sternwarte darstellt, mit Hilfe der wissenschaftlichen Funken-Zeitsignale zu vermeiden. Eine Reihe von Sternwarten kann dadurch entlastet werden, was ihren produktiven Arbeiten zugute kommen wird.

Schließlich werden für die höhere Geodäsie Vorteile von einer internationalen Organisation der Zeitsignale erwartet. Die Bewegung der Erdachse, die bisher nur durch Breitenbestimmungen verfolgt werden konnte, wird sich mit Hilfe der funkentelegraphischen Signale auch in ihrer Wirkung auf die Änderungen der Längendifferenz zweier Beobachtungsorte untersuchen lassen. Man wird daraus Schlüsse über die Natur und die Ursache dieser Erscheinung ziehen können, worüber noch große Meinungsverschiedenheiten bestehen. Auch dürften internationale Funkensignale die Anlegung von Laplaceschen Punkten sehr erleichtern, die bei der Berechnung der Krümmung des Geoids und damit weitergehend auch für die Ableitung der Gestalt und Größe der Erde eine grundlegende Rolle spielen.

Faßt man alles dies zusammen, so ergibt sich, daß die geplante internationale Organisation einen Wirkungskreis findet, in dem sie sowohl für das praktische Leben wie für die Wissenschaft Nutzen zu bringen verspricht. Man kann daher nur wünschen, daß sie möglichst bald durch Übereinkunft der Staatsregierungen tatsächlich in das Leben gerufen werden möge. Die Vorarbeiten hierfür sind bereits von dem provisorischen Ausschuß, von dem in Nr. 20 der Konferenzbeschlüsse die Rede ist, in Angriff genommen worden. Er trat sofort nach Schluß der Konferenz zu einer ersten Tagung zusammen und arbeitete einen Satzungsentwurf aus, der sämtlichen Regierungen zu weiteren Verhandlungen und als Grundlage für ein internationales Abkommen vorgelegt werden soll.

Dem Bureau des Longitudes, als Veranstalterin der Zeitkonferenz aber muß man dankbar sein, daß es den Anstoß zu einem Werk gegeben hat, das der gesamten Menschheit nützlich zu werden verspricht.

(Eingesandt 1. Januar 1913.)

Verwendung der drahtlosen Telegraphie zur Zeitübermittelung.[1])

Von **G. Ferrié.**[2])

I. Senden und Empfangen von Zeitangaben mit einer Genauigkeit von der Größenordnung einer viertel Sekunde.

Nachdem die drahtlose Telegraphie genügend weit ausgebaut war ging das Bureau des Longitudes auf Veranlassung der Herren Poincaré, Bouquet de la Grye und Guyou sogleich daran, sie zur Bekanntgebung genauer Zeiten zu verwenden. Nach Übereinkommen mit den betreffenden Ministerien wurde beschlossen, durch die Sternwarte von Paris und die militärische drahtlose Station auf dem Eiffelturm täglich regelmäßige Zeitsignale ausgeben zu lassen. Durch gewisse ungünstige Umstände kam dieser Zeitdienst aber erst mit Anfang 1910 in Gang. Er sei hier als Beispiel einer Anordnung beschrieben, mit der die Zeit auf $^1/_4$ Sekunde genau bekannt gegeben wird; die Apparate der drahtlosen Telegraphie sollen dabei nur in ihren Hauptbestandteilen erwähnt werden[3]).

Fig. 1 stellt schematisch die Einrichtung für die Zeitsignalgebung auf dem Eiffelturm dar[4]). Die Uhr U, von der die Zeitsignale ausgehen, befindet sich in der Sternwarte, die durch unterirdische Leitungen mit dem Eiffelturm verbunden ist. Sie ist mit einem elektrischen Kontakt w ausgestattet, den sie zu bestimmten Zeiten automatisch auf die Dauer von ungefähr $^1/_5$ Sekunde schließt. Dadurch wird das Relais R betätigt, das nun seinerseits den Strom einer Akkumulatorenbatterie p' in den Elektromagneten R' des Tasters M schickt. An der Funkenstrecke C springen dadurch Funken über, die ungefähr ebensolange

---

1) Es sei ein für allemal bemerkt, daß die Zeitangaben der Eiffelturmstation Greenwicher Zeit sind; man hat also für mitteleuropäische Zeit 1 Stunde später zu rechnen.

2) Annuaire du Bureau des Longitudes 1912.

3) Die Reichweite der Signale erreicht in der Nacht bei günstigen Umständen 5200 km (Beobachtungen des Packboots La Touraine am 5. und 12. Januar 1912).

4) Auf dem Eiffelturm besteht der Kontakt J aus einem Quecksilberstrahl, den man durch einen Elektromagnet nach Belieben wenden kann, wodurch der Stromkreis der Sendeanordnung mit großer Sicherheit geschlossen wird.

dauern als der Kontakt geschlossen ist und eine Reihe von Hertzschen Wellen durch die Antenne in den Raum hinaussenden.

Jedesmal bevor ein Zeitsignal auf diese Weise gegeben wird, werden durch den Morseschlüssel *m* zum Aufmerksammachen eine Reihe von Anrufzeichen ausgesandt.

An Stelle von solchen einzelnen Signalen, die wie gesagt aus einer kurzen Reihe von Funken bestehen, könnte man auch mehrere Signale in Abständen von einer Sekunde geben, die entweder aus Strichen von der Länge einer halben Sekunde bestehen, deren Anfang die Signalzeit bezeichnen, oder aus Punkten, wie sie durch einen einmaligen

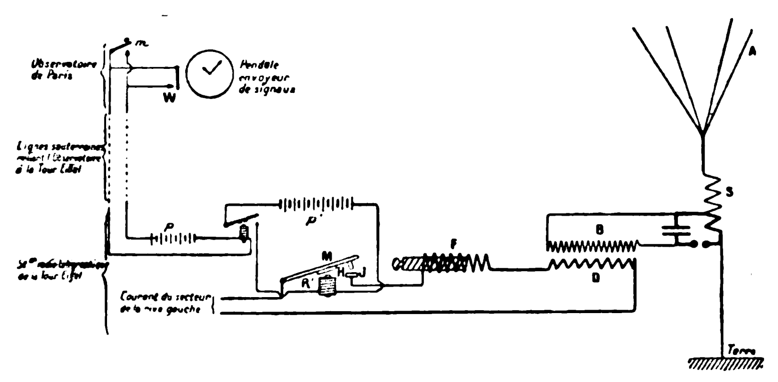


Fig. 1.

Funken der Funkenstrecke entstehen, beides automatisch durch die Uhr *U* bewirkt. Auf jeden Fall wäre es von Vorteil die ersten solcher rhythmischen Signale als Anrufzeichen zu nehmen.

Möglicherweise werden die jetzigen Zeitsignale in nicht zu ferner Zeit derart abgeändert werden, was zum mindesten den Vorteil der Einfachheit hätte, so daß sie auch für Leute verständlich wären, die im Ablesen und Vergleichen von Zeiten gar nicht bewandert sind.

Empfang der Zeitsignale. Um die solcher Art ausgegebenen Signale empfangen zu können, genügt es, irgend einen Detektor mit Telephonempfang an eine Antenne und die Erde anzuschließen[1]). Der Beobachter hört also im Augenblicke des Signals einen Laut von der Dauer einer fünftel Sekunde ungefähr, den er so genau wie möglich

1) Vgl. die Schrift von G. Ferrié Réception des signaux radiotélégraphiques.

mit den Angaben seiner Uhr zu vergleichen hat. Wenn dieselbe Sekunden schlägt, so können die Schläge graphisch durch numerierte, gleich weit voneinander abstehende Striche dargestellt werden (Fig. 2), und das Zeitsignal durch einen Strich s der ungefähr eine Breite von $^1/_5$ der Sekundenintervalle hat. Um nun die Korrektur zu den Angaben seines Instrumentes zu erhalten, vermerkt der Beobachter zuerst die letzte Sekunde vor s, sie sei 1, und bestimmt schätzungsweise die Zeit, die zwischen dieser Sekunde und s liegt, es seien 0,4 Sek. Dann liest er auf seiner Uhr die Stunde und Minuten ab, die dem Signale s

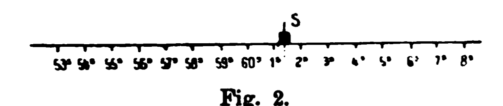


Fig. 2.

entsprechen, z. B. $10^h 44'$ Wenn s das Signal von $10^h 45'$ war so ist die Korrektur der Uhr

$$(10^h 45') - (10^h 44' 1{,}4'') = +58{,}6''$$

Mit anderen Worten: man muß 58,6 Sekunden zu den Angaben der Uhr hinzufügen.

Die Bruchteile der Sekunde können nur wenig genau geschätzt werden, da die Breite von s gegeben ist und es sehr schwer ist, diesen Strich zwischen die Sekundenschläge nur nach dem Gedächtnisse ihres Rhythmus einzuordnen.

Trotzdem ist es selbst für wenig geübte Personen verhältnismäßig leicht, die Abschätzung wenigstens auf eine halbe Sekunde genau zu erhalten; bei einem geübten und ein wenig geschickten Beobachter wird der Fehler selten mehr als 0,2 Sek. betragen.

Fehlerabschätzung. — Um den Gesamtfehler zu erhalten, muß zu dem eben genannten Schätzungsfehler noch der Fehler des Zeitsignals selbst hinzugefügt werden. Daher müssen wir sehen, wovon dieser abhängt.

Die nach dem extrapolierten Gange der Normaluhren berechnete Zeit, nach der die Sendeuhr gerichtet wird, ist mit einem gewissen Fehler behaftet, der durchschnittlich um so größer sein wird, je kleiner die Zahl der zur Extrapolation benutzten Uhren, je geringer ihre Qualität und je mehr Zeit seit der letzten Regulierung verflossen ist.

Wenn diese Zeit 15 Tage übersteigt, was in den Wintermonaten in Paris keine Seltenheit ist, kann der Fehler 1 Sekunde erreichen. Um ihn so gering wie möglich zu machen, gibt es nur ein Mittel,

nämlich die Zeit der Extrapolationszeit möglichst abzukürzen, indem man die Beobachtungen anderer Observatorien benutzt. Es soll später gezeigt werden, wie es durch die drahtlose Telegraphie leicht möglich gemacht wird, daß sich verschiedene Observatorien bei der Zeitbestimmung vereinigen. Dadurch wird jetzt die Extrapolationszeit bei den Normaluhren nie länger als wenige Tage und infolgedessen der Fehler bei Berechnung der Zeit nur gering, 0,1 bis höchstens 0,2 Sekunden.

Beim Stellen der Sendeuhr nach dieser extrapolierten Zeit ist folgendes zu beachten:

1. Der Zeitraum zwischen dem Moment, wo die Uhr die für das Signal gewählte Zeit schlägt und dem Momente wo der Kontakt *w* geschlossen wird.
2. Die Verzögerung des Funkens an der Funkenstrecke *C* und damit der Hertzschen Wellen gegenüber der Schließung des Kontaktes *w*.
3. Der Zeitraum zwischen dem Augenblick, wo die Wellen in den Raum ausgesandt werden und demjenigen, wo der Beobachter im Empfangstelephon den entsprechenden Laut hört.

Der Abstand zwischen dem Kontaktschlusse *w* und dem Pendelschlage der Uhr kann anscheinend nicht mit großer Genauigkeit sondern nur angenähert bestimmt werden dadurch, daß man die Dauer des Kontaktes mißt, mit dessen Ende der Pendelschlag genau zusammenfällt.

Die Verzögerung des Funkens gegenüber der Kontaktgabe bei *w* beruht auf der mechanischen und elektrischen Trägheit der verschiedenen zwischengeschalteten Apparate. Sie besteht aus der Zeit, die zum Anziehen der Relaisscheibe, zum Schließen des Schlüssels *M* und dazu nötig ist, um die Belege des Kondensators *K* durch den Speisestrom bis zu solcher Spannung aufzuladen, daß in *C* ein Funke überspringt.

Der Zeitraum endlich zwischen Aussenden und Beobachten der Wellen im Telephon setzt sich zusammen aus der Zeit, die von den Wellen gebraucht wird, um den Raum zwischen Ausgangspunkt und Empfangspunkt zu durchlaufen (praktisch zu vernachlässigen) und aus dem Zeitraume zwischen dem Moment, wo die Wellen die Empfangsantenne treffen und dem Moment wo der entsprechende Ton vom Beobachter im Telephon vernommen wird. Die Zerlegung noch weiter zu treiben hat keinen Zweck, da mit dem folgenden Verfahren die Gesamtverzögerung zwischen dem Kontaktschlusse bei *w* durch die

Sendeuhr und dem Momente wo der Ton im Empfangstelephon vernommen wird, leicht gemessen werden kann.

Dieses Verfahren beruht auf der bekannten Koinzidenzmethode, die schon seit langem verwendet wird um zwei benachbarte Zeitmeßinstrumente genau miteinander zu vergleichen, und die durch die Herren Claude und Driencourt weiter ausgebaut wurde, um auch zwei Uhren, die in beliebiger Entfernung an zwei telephonisch verbundenen Orten aufgestellt sind, miteinander zu vergleichen[1].

Wir wollen das Prinzip der Methode kurz ins Gedächtnis zurückrufen:

A und B seien die zwei zu vergleichenden Uhren. Auf einer Geraden Ot (Fig. 3) als Zeitachse werden von einem Punkte O aus,

Fig. 3.

der dem Momente entspricht von wo aus die Zeiten gezählt werden, Strecken aufgetragen, die den aufeinanderfolgenden Schlägen von A und B proportional sind. Die Striche unterhalb Ot beziehen sich auf die Schläge der Uhr A, die Striche oberhalb Ot auf die Schläge der Uhr B. Untereinander seien die Intervalle zwischen den Schlägen bei beiden Uhren gleich, aber die von B seien um $^1/_{20}$ kürzer als die von A.

Wenn man die beiden Reihen von Schlägen gleichzeitig abhört, entweder direkt oder durch das Telephon, so hört man wie der B-Schlag, der dem A-Schlag folgt, sich diesem allmählich nähert, bis er beinahe mit ihm zusammenfällt, ihn dann überholt und sich immer weiter von ihm entfernt. Die Zeiten h'_A und h'_B der Schläge von A und B, die der Koinzidenz am nächsten kamen, werden notiert. Wenn ihr Abstand ε sehr klein ist, kann er vernachlässigt werden, und die Differenz $h'_A - h'_B$ kann entweder auf die Zeit h'_A von A oder auf die Zeit h'_B von B bezogen werden. Nach der Figur ist das Verfahren das folgende: Wir verfolgen die Schläge von A von Nr. 8 an bis zu demjenigen, der am nächsten mit einem B-Schlage übereinstimmt, das ist Nr. 16, der sehr nahe bei Nr. $28\,B$ liegt, während der vorhergehende noch scharf von Nr. $27\,B$ getrennt ist. Wir nehmen daher zum Vergleiche zur Zeit $16\,A$ oder $28\,B$ 16—28 Schläge

1) Comptes rendus de l'Académie des Sciences 29. Mai 1905.

an, wobei Stunden und Minuten unberücksichtigt bleiben. Wie man sieht, ist das Verfahren dasselbe wie bei Ablesung eines Nonius; nur daß man den Koinzidenzpunkt als Nullpunkt des Nonius wählt, da kein Grund vorliegt irgend einen bestimmten Schlag von B dafür zu nehmen.

Die so gewonnene Genauigkeit wird genau so berechnet wie beim Nonius. Wenn dieser n Teile besitzt, die genau $(n - 1)$ Teilen des Maßstabes gleichkommen, so ist jeder Noniusteil gleich $(1 - 1/n)$ Teilen des Maßstabes, und der Ablesefehler ist höchstens gleich der halben Differenz zwischen Maßstabteil und Noniusteil oder $1/2\,n$ Maßstabteil. Nach der Figur ist der Höchstfehler beim Vergleich nach der Koinzidenzmethode $^1/_{40}$ A-Intervall. Allgemein, wenn das Intervall zweier Schläge von B, das dem Intervall T_A zweier Schläge von A am nächsten rückt, den Wert $T_A(1 \pm 1/n)$ hat wo n eine beliebige Zahl sein kann, so ist der Abstand ε der zwei der Koinzidenz am nächsten kommenden Schläge im höchsten Falle $T_A/2\,n$.

Wie beim Nonius so findet auch bei der Koinzidenzmethode die zu erreichende Genauigkeit bald ihre Grenze. Sobald n etwas groß wird, ist die Bestimmung der Koinzidenz schwierig und zum Teil illusorisch wenn der Schall der Schläge eine nicht zu vernachlässigende Dauer hat. Diese Dauer spricht sich in der Figur durch größere oder geringere Breite der die Schläge darstellenden Striche aus. Das hat zur Folge, daß mehrere aufeinanderfolgende Teile von A und B in Koinzidenz zu sein scheinen.

Dies ist die hauptsächliche, aber nicht die einzige Ursache, die eine exakte Bestimmung der Koinzidenz erschwert. Wenn die Schläge der einen Uhr schwächer sind, als die der anderen, so werden sie in der Nähe der Koinzidenz übertönt. Auch das Nachklingen der Schläge, die Verschiedenheit in Klanghöhe und Klangfarbe sind ungünstig für eine genaue Bestimmung der Koinzidenz.

Um diese Methode zur Bestimmung der Verzögerung zwischen Schließen des Kontaktes w und Wahrnehmung des Signals im Telephon anzuwenden, kann man folgendermaßen vorgehen:

Statt der Sendeuhr für Zeitsignale, die sich nicht zum Aussenden rhythmischer Signale eignet, schaltet man eine andere Uhr U_1 (Fig. 4) mit regulierbarer Periode ein, ausgestattet mit einem ebensolchen Kontakte w_1 wie die erste, der aber bei jedem Schlage für eine kurze, regulierbare Zeit geschlossen wird; alles andere bleibt unverändert. Bei geeignet eingestellter Kontaktdauer erhält man bei jeder ganzen Pendelschwingung der neuen Uhr einen Sendefunken in der Antenne.

Diese Reihe von einzelnen Funken wird in einem Empfangsapparat V, der neben den Uhren aufgestellt ist, abgehört. Außerdem wird eine zweite Hilfsuhr U_2 eingeführt, die der ersten ähnlich ist aber in der Periode um $^1/_{50}$ bis $^1/_{100}$ Sekunde von ihr abweicht. Der Kontakt w_2 von U_2 liegt in einem Kreise, der eine Batterie p_2, einen Kondensator K_2 (Telephonmodell) von 2 Mikrofarad mit einem Widerstand r_2 von 30000 Ohm im Nebenschluß und die Primärwickelung l_2 einer kleinen telephonischen Induktionsspule enthält, die in der Sekundärwickelung verschiebbar ist. Diese letztere ist in Serie geschaltet

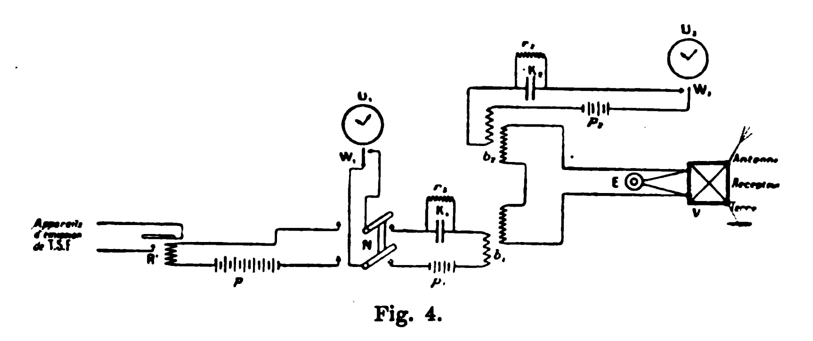


Fig. 4.

mit der Sekundärwickelung einer zweiten gleichen Spule b_1 und liegt an den Enden des oben erwähnten Empfängertelephons E.

Jedesmal, wenn der Kontakt w_2 durch U_2 geschlossen wird, ladet sich der Kondensator K_2 plötzlich auf; der Ladestrom erzeugt einen Induktionsstrom in der Sekundärwickelung von b_2 und dadurch einen Ton im Telephon E. Beim Öffnen von w_2 gibt es keinen Ton im Telephon; der Kondensator entladet sich durch den Widerstand r_2, bei einem neuen Kontaktschluß wird er wieder aufgeladen und im Telephon hört man wieder einen Ton. Jede ganze Pendelschwingung von U_2 wird also durch einen einzelnen scharfen Ton im Telephon gekennzeichnet. Man kann annehmen, daß der Zeitraum zwischen Kontaktschluß und Tonwahrnehmung bei den gegebenen Bestandteilen des elektrischen Kreises zu vernachlässigen ist.

Schließlich wird ein zweiter ebensolcher Kreis an die Spule b_1 gelegt. Durch einen Doppelumschalter N kann man den Kontakt w_1 von U_1 entweder an diesen zweiten Kreis oder an die Sendeapparate für drahtlose Telegraphie legen.

Nachdem dies alles vorbereitet ist, beginnt man die Untersuchung, indem man den Umschalter N nach links dreht. Die Uhr U_1 erzeugt

eine Reihe von radiotelegraphischen Punkten, die von der Empfangsantenne aufgefangen im Telephon E gleichzeitig mit den Pendelschlägen der Uhr U_2 gehört werden. Durch Heraus- oder Hineinschieben der Primärspule von l_2 kann man die Lautstärke der Schläge von U_2 auf gleiche Lautstärke mit den Schlägen von U_1 einregulieren, dann beobachtet man die Koinzidenzen so oft, bis man ihr Intervall a, z. B. in Zeit von U_1 mit genügender Genauigkeit erhalten hat. Gleich nachdem man die Zeit h der letzten Koinzidenz nach der Uhr U_1 notiert hat, dreht man den Umschalter nach rechts.

Die Uhr U_1 ruft nun im Telephon C durch den Kontakt w und die Spule b_1 ebensolche Töne hervor wie U_2. Ihre Periode ist augenscheinlich dieselbe wie die der vorher beobachteten radiotelegraphischen Zeichen; daher ist auch der Zwischenraum ihrer Koinzidenzen mit den Schlägen von U_2 ebenfalls a. Aber die erste Koinzidenz findet nicht um $h + a$-Uhr nach U_2-Zeit statt, wie es bei nicht umgelegtem Umschalter der Fall gewesen wäre, sondern zu einer anderen Zeit h'. h' ist kleiner als $h + a$, d. h. die Koinzidenz tritt früher ein, wenn U_1 schneller schlägt als U_2; wenn U_1 langsamer schlägt als U_2 so tritt die Koinzidenz im Gegenteil später ein. Um die Vorstellung zu fixieren, wollen wir annehmen, daß die Periode T_1 von U_1 kürzer sei als T_2 von U_2, und wir setzen

$$T_1 = T_2(1 - 1/n)$$

Das Voreilen um $h + a - h'$ stellt offenbar dar, wie oft $T_2 - T_1$ in der gesuchten Verzögerung ϱ enthalten ist und man hat

$$\varrho = (h + a - h')(T_2 - T_1) = (h + a - h')\frac{T_1}{(n - 1)}$$

Für den Fall daß

$$T_1 = T_2(1 + 1/n)$$

wird die Verzögerung ϱ durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\varrho = (h' - h - a)(T_1 - T_2) = (h' - h - a)\frac{T_1}{(n + 1)}$$

Diese Messung ist auf dem Eiffelturm ausgeführt worden und hat ergeben, daß mit den derzeit verwendeten Apparaten die Verzögerung $^8/_{100}$ bis $^{10}/_{100}$ Sekunde beträgt. Diese Verzögerung kann beim Stellen der Sendeuhr leicht berücksichtigt werden, indem man die Uhr um den durch ϱ angegebenen Bruchteil einer Sekunde vorrückt.

Zusammenfassend geht aus dem Gesagten hervor, daß der Fehler,



der einer durch ein Zeitsignal erhaltenen Zeitangabe anhaftet, sich in zwei zerlegen läßt: Fehler des Signals selbst, herrührend von der Extrapolation des Ganges der Normaluhr und Fehler bei Abschätzung der Zehntelsekunden, die zwischen dem Signal und der letzten vorhergehenden Sekunde verfließen, also Beobachtungsfehler. Dieser letztere ist, außer in ganz besonderen Fällen, nicht unter $^1/_{10}$ Sekunde herabzudrücken. Man kann also im allgemeinen nicht darauf rechnen, die Normalzeit durch die beschriebenen Zeitsignale genauer als auf $^1/_{10}$ Sekunde zu erhalten: das ist die Grenze für einen geübten Beobachter.

Für einen ungeübten Beobachter muß diese Grenze auf mindestens 0,5 Sekunden angesetzt werden.

Anwendung der obigen Vergleichsmethoden auf die Messung kleiner Zeitintervalle. — Es ist vielleicht nicht ohne Interesse zu erwähnen, daß man sich mit Vorteil einer ähnlichen Anordnung bedient, wie sie Fig. 4 zeigt, wenn man die geringe Abweichung zweier, auf dieselbe Zeit eingestellter Uhren messen will, oder auch den Unterschied von zwei sehr ähnlichen Perioden. Man kann zu diesen Messungen verschiedene Anordnungen wählen, doch wollen wir hier nur zwei als Beispiel anführen.

A und B seien zwei Uhren die nach derselben Zeit, z. B. der Sternzeit, gerichtet sind und entweder unabhängig voneinander laufen oder durch irgend eine Synchronisierungseinrichtung miteinander verbunden sind. Das eine Instrument B hat eine geringe Verzögerung gegen das andere. Es handelt sich darum, diesen Bruchteil einer Sekunde ε, der die entsprechenden Schläge der Instrumente trennt, zu bestimmen.

Man nimmt als Hilfsinstrument eine dritte Uhr C, die nach der mittleren Zeit gerichtet ist. Die drei Instrumente sollen keinen elektrischen Kontakt haben, den man bei der Messung benutzen könnte, daher stellt man auf jedes von ihnen ein Mikrophon auf. Diese drei Mikrophone m_1 m_2 m_3 (Fig. 5) liegen jedes in einem Kreise, das eine Batterie p_1 p_2 p_3 und die Primärwicklung einer kleinen Induktionsspule b_1 b_2 b_3 enthält, die in der Sekundärwickelung verschoben werden kann, um die Induktion nach Belieben zu variieren.

Die weiteren Verbindungen sind aus Fig. 5 ersichtlich. Ein Telephon E liegt einerseits an der Sekundärwickelung von b_3, andererseits an dem doppelpoligen Umschalter N, dessen anderer Zweig mit der zweiten Klemme der Sekundärwickelung von b_3 verbunden ist.

Wenn der Umschalter N an der rechten Klemme liegt, so hört der Beobachter im Telephon gleichzeitig die Schläge von B und von

C, die im verschiedenem Takt schlagen, weil C die mittlere Zeit und B die Sternzeit angibt. Er wird also Koinzidenzen beobachten, deren gleichmäßiger Abstand nach C-Zeit gerechnet a sei. ($a = 365{,}25$ Sek. wenn die Instrumente beide Sekunden schlagen und gut einreguliert sind.) Sofort nachdem er die Zeit h der letzten Koinzidenz an der Uhr C notiert hat, legt der Beobachter den Umschalter um, so daß er nun mit A verbunden ist und stellt hierauf fest, daß die nächste Koinzidenz, die zwischen B und C um $h + a$ Uhr eingetreten wäre, nun um $h' < h + a$ eintritt. Diese Verfrühung $h + a - h'$ gibt offenbar an, wie oft die Differenz $T_m - T_s$ der Perioden von C und A oder B in der gesuchten Abweichung ε enthalten ist, und man hat

$$\varepsilon = (h + a - h')(T_m - T_s)$$

Dabei ist angenommen, daß die Perioden von A und B gleich sind. Man kann sich leicht davon überzeugen, indem man mehrere Koinzidenzen zwischen C und A beobachtet: man muß dabei denselben Zwischenraum finden wie bei C und B.

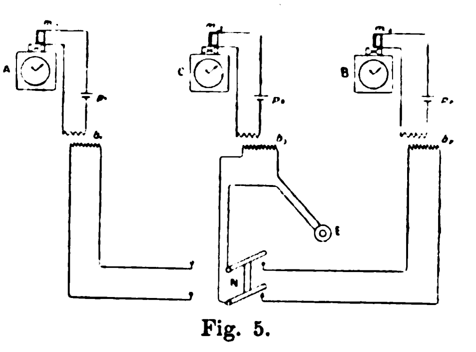


Fig. 5.

In dem Falle von zwei elektrisch synchronisierten Uhren kann man die Abweichung ihrer Schläge durch diese Methode auf mindestens $^1/_{200}$ Sekunde schätzen, und durch Wiederholung der Beobachtung in gleichmäßigen Abständen ihre Konstanz prüfen.

Als zweites Beispiel zur Anwendung der Methode wollen wir den Fall annehmen, daß die einander sehr ähnlichen Perioden von zwei Uhren A_1 und A_2, die mit elektrischen Kontakten w_1 und w_2 versehen sind, verglichen werden sollen (Fig. 6). Jeder von diesen liegt wie w in Fig. 4 in einem Kreise, der eine Batterie ($p_1\, p_2$), einen Telephonkondensator von 2 Mikrofarad ($K_1\, K_2$) mit 25000 bis 30000 Ohm im Nebenschluß ($r_1\, r_2$) und die bewegliche Primärwickelung einer kleinen Mikrophon-Induktionsspule ($b_1\, b_2$) enthält. Die Sekundärwickelungen dieser Spulen sind untereinander und mit einem Telephon E verbunden. Die so erhaltenen künstlichen Schläge sind sehr scharf und nach Einregulierung ihrer Intensität vollkommen gleich; daher sind ihre Koinzidenzen sehr leicht zu beobachten, vorausgesetzt, daß die Perioden genügend gleich sind. Bei einem Unterschiede von

$^1/_{500}$ Periode kann man die Sekunde der Koinzidenz sofort, ohne im geringsten zu zweifeln, angeben. Ein solcher Unterschied kann folglich schnell und mit großer Genauigkeit bestimmt werden.

Auf diese Weise kann man sogar die Regelmäßigkeit der Schläge von A_2 im Vergleiche zu A_1 messen, wenn man diese als absolut regelmäßig und daher als Maßstab zum Vergleich annehmen kann. Eine Unregelmäßigkeit von der Größenordnung von $^1/_{500}$ Sekunde kann in der Nähe einer Koinzidenz sehr leicht geschätzt werden, wenn der Unterschied in den Perioden selbst nicht mehr als $^1/_{500}$ Sekunde beträgt.

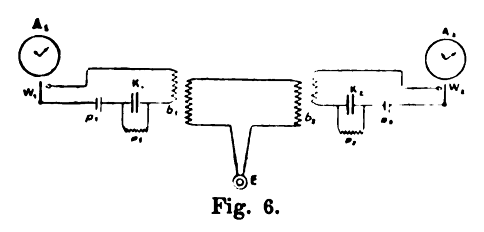


Fig. 6.

Dieselbe Anordnung kann auch zum Vergleiche einer Uhr mit einem von ihr selbst betriebenen Chronographen benutzt werden. Man braucht nur an dem letzteren einen kleinen elektrischen Kontakt anzubringen, den man geeignet einschaltet, z. B. so daß man den Kontakt durch Anschlagen des Magnetankers gegen den Kern oder gegen den Anschlag machen läßt.

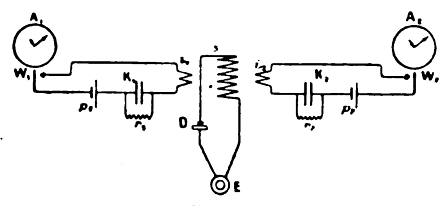


Fig. 7.

Wenn dieser Unterschied weit unter $^1/_{500}$ Sekunde z. B. bis auf $^1/_{1000}$ Sekunde sinkt, so sind die im Telephon gehörten Schläge, obwohl an sich sehr kurz, doch manchmal noch von zu langer Dauer um die Koinzidenz genau bestimmen zu lassen. In diesem Falle kann man die Anordnung der Fig. 7 verwenden; sie unterscheidet sich von der vorhergehenden dadurch, daß die Spulen b_1 und b_2 durch zwei einfache oder doppelte Drahtschleifen i_1 und i_2 ersetzt sind, die man in beliebiger Entfernung von einer Wickelung s anbringen kann, die nach Art der Sekundärwickelungen bei dem Empfangsapparat für drahtlose Telegraphie mit einem Telephone E und irgend einem Detektor (z. B. vom Kristalltyp) verbunden ist. Jedesmal wenn w_1 oder w_2 geschlossen wird, entstehen in dem Kreise $w_1\,p_1\,K_1\,i_2$ oder $w_2\,p_2\,K_2\,i_2$ elektrische Schwingungen, die auf die Wickelung s und damit auf den Detektor D und auf das Telephon wirken. Jeder Kontaktschluß von

w_1 oder w_2 wird also durch einen Ton im Telephon E angezeigt und dieser Ton ist außerordentlich scharf und kurz. Die Herren Claude und Driencourt konnten mit dieser Anordnung zwei Uhren vergleichen, die nicht mehr als eine Sekunde im Tag voneinander abwichen. Die Zahl der aufeinander folgenden Sekundenschläge, die dabei in der Nähe der Koinzidenz zusammen zu fallen schienen, betrug nicht mehr als sechs. Der Fehler bei der Vergleichung wäre demnach $^3/_{86400}$ oder rund $^1/_{30000}$. Diese Zahl gibt eine Vorstellung von der Kürze der künstlichen Schläge, wie man sie mit der Anordnung Fig. 7 erhält.

Die Untersuchung und experimentelle Prüfung der verschiedenen hier angegebenen Anordnungen sind zusammen mit den Herren Claude und Drientcourt ausgeführt worden; die näheren Einzelheiten und Ergebnisse, die hier nicht angeführt werden können, sollen nächstens in einer eigenen Arbeit veröffentlicht werden.

Mit den angegebenen oder anderen ähnlichen Anordnungen kann man gegebenenfalls mit jeder wünschenswerten Genauigkeit die Sendeuhr mit der oder den Normaluhren vergleichen.

II. Ausgabe und Empfang der Zeit mit einer Genauigkeit von der Größenordnung einer hundertstel Sekunde.

Wir haben oben gesehen, daß ein geübter Beobachter die Zeit höchstens auf 0,1 Sek. genau erhalten kann, wenn die Zeitsignale nach der beschriebenen Methode durch eine Sendeuhr ausgegeben werden. Diese Genauigkeit, die manchmal größer ist als die Genauigkeit der gegebenen Zeit selbst, genügt vollkommen für die Bedürfnisse der Schiffahrt, der Eisenbahnen, der Uhrmacher und um so mehr für das praktische Leben. Aber bei gewissen wissenschaftlichen Anwendungen wo der Fehler der übermittelten Zeit selbst nur eine untergeordnete oder auch gar keine Rolle spielt, kommt es darauf an, den Fehler beim Empfang so gering wie irgend möglich zu machen.

Es gibt verschiedene Methoden, um die Genauigkeit beim Geben und Empfangen der Zeichen zu steigern; wir wollen uns hier auf die beschränken, die durch das Bureau des Longitudes auf dem Eiffelturm eingeführt ist.

Signalgebung. — Eine Uhr U_1 die einen elektrischen Kontakt besitzt, der bei jeder Pendelschwingung geschlossen wird (Fig. 8), und eine Periode, die so reguliert werden kann, daß das Intervall zwischen zwei Schlägen etwa (1 — 1/50) Sekunden nach Sternzeit beträgt, ist

in der Station für drahtlose Telegraphie selbst aufgestellt, damit ihr Gang, was die elektrische Einrichtung anbetrifft, überwacht werden kann. Sie ist mit einer Batterie p_1 und dem Relais R' verbunden, das die Sendeapparate betätigt, wie es Fig. 1 zeigt. Diese Apparate werden ein paar Minuten vor dem Signale so einreguliert, daß bei jeder Pendelschwingung der Uhr gerade ein Funke an der Funkenstrecke auftritt.

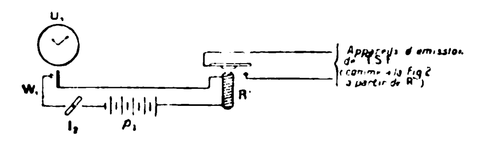


Fig. 8.

In einem Augenblicke, der vorher bestimmt ist, damit die Beobachter nicht unvorbereitet sind, der aber sonst beliebig gewählt werden kann, wird der Stromschlüssel I_1 geschlossen und damit die Anordnung in Gang gesetzt. Es erfolgt eine Reihe von Signalen die aus einzelnen im Abstande von ungefähr 1 weniger $^1/_{50}$ Sekunde sich folgenden Punkten bestehen, und zwar werden 180 solcher Punkte gegeben, von denen der 60. und 120. ausgelassen sind, um eine Kontrolle beim Zählen zu bieten.

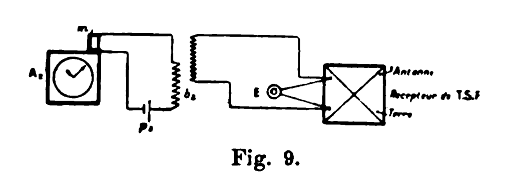


Fig. 9.

Diese Signalreihe wird in der Sternwarte zu Paris durch einen Empfangsapparat (Fig. 9) abgehört, gleichzeitig mit den Schlägen einer Uhr A_2 auf der z. B. ein Mikrophon m_1 angeordnet ist, das mit einer Batterie p_1 und der Primärwickelung einer kleinen Induktionsspule b_1 zusammengeschaltet ist, deren Sekundärwickelung an dem Telephon des Empfangsapparates liegt. Der Astronom beobachtet während der Signalreihe dreimal Koinzidenzen zwischen einem Signale und einem Pendelschlage. Er vermerkt die Zeit dieser Koinzidenzen und die Zeit der zwei ausgelassenen Schläge, Nr. 60 und 120, sorgfältig nach der Uhr A_2. Mit diesen Daten kann er nun leicht folgendes berechnen:

1. Die Zeit zwischen zwei Koinzidenzen nach der Uhr A_2; 2. die genaue Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Signalen nach A_2; 3. die genaue Zeit des 1. und 180. Signals nach A_2; um die Sternzeit zu erhalten fügt er die Korrektur der Uhr A_2 hinzu und rechnet hierauf die so gefundenen Zeiten in die mittlere amtliche Zeit um.

Diese Berechnungen sind in ein paar Minuten erledigt.

Bei der praktischen Ausführung werden die eben besprochenen

180 Punkte ein paar Minuten vor den gewöhnlichen Zeitsignalen gegeben und während diese gegeben werden, wird die Zeit des 1. und 180. Punktes ausgerechnet, und gleich im Anschluß daran funkentelegraphisch bekannt gegeben.

Wenn die Zeiten des 1. und 180. Schlages z. B. auf $10^h 35' 12{,}32''$ und $10^h 38' 7{,}78''$ berechnet wird, so werden die folgenden Gruppen telegraphiert:

35 12 32 und 38 07 78

Empfang der Signale. — Die so ausgegebenen Signale können von jedem Beobachter aufgefangen werden, der sich in Reichweite der Station befindet. Doch scheinen sie, vorläufig wenigstens, nur für astronomische oder wissenschaftliche Observatorien, für Geodäten und für Forschungsreisende Bedeutung zu haben.

Der Beobachter verbindet seinen Empfangsapparat mit seiner Uhr wie es z. B. Fig. 9 zeigt. Er geht dann gerade so vor, wie wir es eben für den Astronomen in Paris beschrieben haben, und berechnet die Zeit des 1. und 180. Punktes in amtlicher Zeit nach den Angaben seiner Uhr und dem Gange der Uhr gegenüber der amtlichen Zeit. Dann hört er die nach dem gewöhnlichen Zeitsignal telegraphierten Zahlen ab, die die Zeit derselben zwei Punkte angeben, wie sie im Observatorium zu Paris gefunden wurde. Der Vergleich dieser Zeiten mit den selbst berechneten gibt zwei Zahlen, die auf ungefähr 0,01 bis 0,02 Sek. übereinstimmen müssen, wenn die Koinzidenzen beiderseits gut beobachtet worden sind, und kein Rechenfehler unterlaufen ist. Das Mittel der zwei Zahlen ist die Abweichung der amtlichen Zeit in Paris von der des Beobachters.

Die Genauigkeit, die man nach dieser Methode des Gebens und Empfangens erzielen kann, beträgt bei den angegebenen Daten ungefähr $^1/_{50}$ Sekunde; sie kann bis auf 0,01 Sekunden heruntergehen, wenn die Messungen unter günstigen Umständen und durch geübte Beobachter ausgeführt werden.

Korrektion der ausgegebenen Zeit. — Die zuletzt beschriebene Art der Ausgabe und des Empfanges der amtlichen Zeit erlaubt und ermöglicht es auch, die Zeitbeobachtungen und die Uhren anderer Observatorien mit zu benutzen, um die Zeitbestimmung der Sternwarte zu Paris zu verbessern. Diese anderen Observatorien brauchen nur so bald als möglich mit Draht nach Paris zu telegraphieren, was für eine Zeit sie nach ihren Beobachtungen und ihren Uhren für den 1. und 180. Schlag berechnet haben. Wenn die Sternwarte wegen

bewölkten Himmels ihre Normaluhr an dem betreffenden Tage nicht kontrollieren konnte, werden die telegraphischen Mitteilungen der anderen Observatorien verwertet.

Es ist zu hoffen, daß nach dieser neuen Einrichtung von nun an der Fehler bei der ausgesandten Zeitangabe durch die zwei genannten Verfahren in den Grenzen von $\pm$ 0,25 Sek. gehalten wird und daß diese Grenzen sogar mit der Zeit auf $\pm$ 0,1 heruntergedrückt werden.

III. Längenbestimmung.

Da die geographische Länge eines Ortes auf der Erde gleich ist der Differenz zwischen seiner Ortszeit und der Zeit des Nullmeridians, so ist zu ihrer Bestimmung erforderlich:

1. die Bestimmung der Ortszeiten von A und von einem Punkte des Nullmeridians oder allgemeiner von einem Punkte B, dessen Länge genau bekannt ist;
2. die Vergleichung dieser Ortszeiten im selben Augenblicke.

Die erste Aufgabe gehört der praktischen Astronomie an, wir brauchen uns hier nicht weiter damit zu befassen. Die zweite aber ist nichts anderes als ein spezieller Fall des allgemeinen Problems, Zeitangaben zu versenden und zu empfangen und als solches kann es nach einer der oben angegebenen Methoden mit Hilfe der drahtlosen Telegraphie gelöst werden. Da der Punkt A, dessen geographische Länge bestimmt werden soll, nicht notwendig in dem Bereiche einer drahtlosen Station zu liegen braucht, die die Zeit des Nullmeridians ausgibt und da andererseits die ausgegebene Zeit immer nur eine extrapolierte ist, so wird es immerhin zweckmäßig sein, auszuführen, inwiefern die beschriebenen Verfahren für die Zwecke der Längenbestimmungen abgeändert werden müssen. Man hat auch, hier je nach der angestrebten Genauigkeit, verschiedene Fälle zu unterscheiden.

Da die drahtlosen Zeitstationen hauptsächlich für die Bedürfnisse der Schiffahrt gegründet worden sind, so ist die Genauigkeit, mit der man auf dem Meere die Zeit des ersten Nullmeridians nach der erstgenannten Art der Signalgebung empfangen kann, weitaus genügend, besonders heutzutage, wo die Zeit selbst so verbessert worden ist, daß man keine starken Schwankungen in den Angaben zwischen einer Signalgabe und der nächsten mehr zu befürchten braucht, was früher die Benutzung der drahtlosen Signale zur Regulierung der Uhren auf dem Meere sehr erschwerte. Nur über die Art der Signale selbst

wurden noch Bedenken erhoben: sie seien zu kurz und vereinzelt, weswegen man sie zu leicht mit den natürlichen Störungen verwechselte, die im Sommer so häufig vorkommen. Wahrscheinlich werden binnen kurzem hierin Abänderungen getroffen werden, damit die Signale auf dem Meere sicherer erkannt werden können.

Forschungsreisende brauchen die Meridianzeit auch nicht genauer zu wissen als Schiffahrer, solange sie nur ihre Fahrtrichtung danach bestimmen wollen. Aber wenn es sich darum handelt, die Lage von bemerkenswerten Punkten festzulegen, dann müssen sie die Meridianzeit mindestens mit der Genauigkeit zu erhalten suchen, mit der sie die Ortszeit bestimmen. In diesem Falle kann es für sie von Wichtigkeit sein, ihre Uhren nach den rhythmischen Signalen zu vergleichen, die den Zeitsignalen vorangehen, wenn sie im Bereiche einer Station, wie die des Eiffelturmes, sich befinden, so daß sie nur den Zeitfehler selbst übernehmen. Wenn sie es für nötig halten, haben sie sogar die Möglichkeit, nach ihrer Rückkehr den größten Teil dieses Fehlers der Normaluhr der Pariser Sternwarte zu eliminieren, indem sie sich dort den beobachteten Stand der Normaluhr und den von anderen Observatorien angegebenen zeigen lassen: eine einfache Interpolation zwischen den Angaben der Uhren vor und nach der Ausgabe des betreffenden Signals gibt ihnen den wahrscheinlichsten Stand der Normaluhr in jenem Momente an und durch Vergleichung mit demjenigen, der bei der Berechnung des 1. und 180. Schlages benutzt wurde, erhalten sie die Korrektion für die geographische Länge.

Viel häufiger wird es aber vorkommen, daß die drahtlose Station, in deren Bereich der Forschungsreisende sich befindet, nicht in der Lage ist, die Zeit so genau zu bestimmen, daß die Signale zu einer genau vorher angegebenen Zeit des Nullmeridians ausgegeben werden. In diesem Falle kann man folgendermaßen verfahren: Die Gebestation sendet zu beliebigen, geeignet gewählten und vorher angenähert bestimmten Zeiten Signale aus, nach Art der Zeitsignale, wobei Sorge getragen werden muß, daß jedem Signal deutliche Anrufzeichen vorangehen. In dem Orte A, dessen Länge ermittelt werden soll, bestimmt der Forschungsreisende den Stand seiner Uhr gegenüber der Ortszeit und dasselbe tut zur gleichen Zeit ein zweiter Beobachter in einem Orte B womöglich von bekannter Länge, der im Bereich derselben Station liegt. Dann notieren beide an ihren Empfangsstationen die Zeit der Signale, die hier die Rolle von Momentsignalen spielen, nach ihren Uhren. Dadurch ist alles gegeben, was nötig ist, um die Länge von A gegenüber B zu berechnen. Wenn die Länge von B unbekannt

wäre, dieser Ort sich aber zugleich mit einem dritten Orte C von bekannter Länge im Bereiche einer anderen Gebestation befände, so könnte zwischen B und C dasselbe Verfahren angewendet werden, um die Längendifferenz (B—C) und schließlich die Länge von A zu ermitteln.

Bei sehr genauen Längenmessungen, wie sie von Astronomen und Geodäten ausgeführt werden, entweder, um den Hauptmeridian eines großen Landes zu bestimmen oder, um die Abweichungen der Vertikalen in Ost-Westrichtung an den Ecken eines geodätischen Netzes zu ermitteln, ist es absolut notwendig, das zweite Verfahren der Zeitübermittelung mit der Uhrenvergleichung nach der Koinzidenzmethode anzuwenden.

Die Genauigkeit bei dieser Methode hängt von der Zahl und den Zwischenräumen der Koinzidenzen ab. Die Pause zwischen den funkentelegraphischen Schlägen soll also so wenig wie möglich von einer Sekunde abweichen, ohne aber die Grenze zu überschreiten, wo die Koinzidenzen nur mehr schwer zu erkennen sind. Bei der Anordnung mit Mikrophon von Seite 50 kann man mit dieser Differenz nicht unter $^1/_{150}$ Sekunde heruntergehen, während man bei Benutzung der Ladeströme eines Kondensators, die durch einen von der Uhr in Gang gesetzten elektrischen Kontakt hervorgerufen werden, leicht bis $^1/_{1000}$ Sekunde gehen kann, vorausgesetzt, daß es möglich ist, den Kontakt mit einer solchen Regelmäßigkeit zu schließen und daß die Uhr gleichmäßig genug geht, daß der Abstand von 1000 Sekunden zwischen den Koinzidenzen derselbe bleibt.

Tatsächlich wäre das Anstreben einer solchen Genauigkeit nicht nur sehr zeitraubend, sondern auch ganz überflüssig, nachdem die astronomischen Beobachtungen die Zeit im besten Falle nur auf 0,01 Sekunden genau liefern. Man kann also sagen, daß es keinen Zweck hat, die Zeitvergleichung bei den Längenmessungen genauer als auf $^1/_{100}$ bis $^1/_{150}$ Sekunde zu erhalten und dafür genügt immer die Anordnung mit dem Mikrophon.

Aber auch für diesen Grad der Genauigkeit werden die neuen, täglich gegebenen rhythmischen Signale mit $^1/_{50}$ Sekunde Zwischenraum meist nicht genügen (abgesehen davon, daß der Moment der Abgebung vielleicht gerade nicht paßt) und es werden besondere Signale dafür nötig sein. Die Versuche haben gezeigt, daß man die gewünschte Genauigkeit dann erhält, wenn man drei Serien von funkentelegraphischen Schlägen mit $(1 \pm {}^1/_{100})$ Sekunde Zwischenraum aussendet, jede Serie bestehend aus 300 Signalen, von denen immer das 60.,

120., 180., 240. und 300. ausgelassen sind, um als Kontrolle zu dienen. Die Serien sind durch Pausen von der Dauer von 60 Zwischenräumen voneinander getrennt.

Durch Verbreitung des Systems tönender Funken in der drahtlosen Telegraphie wird es oft nicht möglich sein, Signale auszugeben, die aus einem einzigen Punkte bestehen. Die Methode kann aber trotzdem, wenn auch mit etwas geringerer Genauigkeit, angewendet werden, indem man die Punkte durch Striche von ungefähr 0,5 Sekunden Länge ersetzt und die Koinzidenzen nach dem Anfang der Striche zählt.

Es ist hier nicht der Ort, um im einzelnen die Verfahren und Berechnungen zu beschreiben, nach denen die Uhren der Stationen gerichtet werden, die, zu Normaluhren gewählt, die Zeiten der Signale bestimmen. Man findet Ausführliches darüber in der vom Bureau des Longitudes herausgegebenen Schrift „Réception des signaux radiotélégraphiques transmis par la Tour Eiffel“ [1]).

Die ersten Versuche einer genauen Uhrenvergleichung mit Hilfe der drahtlosen Telegraphie wurden zwischen dem Observatorium von Montsouris und dem Observatorium zu Paris [2]) gemacht, dann zwischen Montsouris und der Station von Parc au Duc in Brest [3]), zwischen Paris und Bizerte [4]), Brüssel [5]), Algier usw. Wir wollen besonders die Versuche zwischen Paris und Bizerte erwähnen, die von drei verschiedenen Ämtern (Département de la Marine, Service géographique de l'Armée und Observatoire de Paris) mit verschiedenen Instrumenten und verschiedenen Beobachtungsmethoden ausgeführt worden sind, wobei die Signale bei jeder Beobachtungsreihe abwechselnd von Paris und Bizerte ausgegeben wurden. Die Werte für den Längenunterschied zwischen Paris und Bizerte, wie sie von den drei Anstalten gefunden wurden, stimmen auf $^1/_{100}$ oder $^2/_{100}$ Sekunde miteinander überein.

IV. Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Hertzschen Wellen in der Luft.

Wir haben bisher angenommen, daß die Zeit, die die Wellen zur Zurücklegung der Strecke zwischen Sendeort und Empfangsort brauchen,

1) Verlag Gauthier-Villars, 1912.
2) Claude, Drientcourt, Ferrié, Comptes rendus, 7. Febr. 1910.
3) Claude, Drientcourt, Ferrié, Comptes rendus, 21. Novbr. 1910.
4) Claude, Driencourt, Ferrié, Comptes rendus, 1. Mai 1911; Renan, Comptes rendus, 11. Dezbr. 1911; Colonel Bourgeois, Comptes rendus, 22. Jan. 1912.
5) Colonel Bourgeois, Comptes rendus, 28. Aug. 1911.

zu vernachlässigen sei. Da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieselbe ist wie beim Lichte, nämlich rund 3000 km in $^1/_{100}$ Sekunde, so braucht man nur bei Verfahren von sehr hoher Genauigkeit darauf Rücksicht zu nehmen und dann, wenn Sendeort und Empfangsort mehr als 3000 km voneinander entfernt sind. Die Korrektion ist leicht zu berechnen, wenn man die Entfernung kennt.

Anders wäre es, wenn man die Vergleiche nach dem Verfahren von Seite 51 bis auf $^1/_{1000}$ Sekunde ausführen wollte; dann wäre die Korrektion schon bei Entfernungen von über 300 km nicht mehr zu vernachlässigen.

Umgekehrt ergeben solche Vergleichungen mit der Genauigkeit von $^1/_{1000}$ Sekunde, die nacheinander mit zwei verschiedenen Gebestellen vorgenommen werden, als Differenz die Zeit, die die elektrischen Wellen zum Durchlaufen der Differenz der Abstände des Empfangsortes von den zwei Gebestellen brauchen, mit einer Genauigkeit von ungefähr $^1/_{1000}$ Sekunde. Wenn man daher zwei sehr starke und genügend weit voneinander entfernte Stationen zur Verfügung hat, und die Empfangsstationen ganz nahe an diese Stationen setzt, so daß die Differenz der Abstände von ihnen ein Maximum wird, so kann man die Zeit eines Hin- und Herganges der Wellen zwischen den Stationen messen und erhält dadurch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen mit einer gewissen Annäherung.

A und B seien zwei Gebestellen in einer Entfernung D voneinander. Jede von ihnen sei mit einer Empfangsstation versehen, a bei A und b bei B, mittels welcher man zugleich die Signale von A und von B empfangen kann.

A sendet zuerst rhythmische Signalreihen aus; die Beobachter in a und b notieren die Koinzidenzen mit den Schlägen ihrer Uhren und leiten daraus die Zeiten h_a und h_b ab, die diese Uhren für ein bestimmtes Signal anzeigen. Dieses Signal, von A ausgesandt, wird im selben Moment in a bemerkt, aber in b um eine gewisse Zeit D/x später, wenn x die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist. Die Zeit h_b ist also um D/x zu groß und die wirkliche zu vergleichende Zeit ist

$$h_a - (h_b - D/x)$$

B sendet dann dieselbe Reihe von Signalen und die Beobachter in a und b bestimmen wieder die Zeiten h'_a und h'_b eines und desselbe Funkenzeichens an ihren Uhren. Die wirkliche Vergleichszeit ist diesmal

$$(h'_a - D/x) - h'_b .$$

Wenn die zwei Uhren in ihrem Gange gar nicht voneinander abweichen würden, so hätte man durch Gleichstellung der obigen Ausdrücke:

$$h_a - (h_b - D/x = (h'_a - D/x) - h'_b$$

woraus folgt

(1) $$x = 2\,D/(h'_a - h'_b) - (h_a - h_b)$$

Der Gang der Uhren ist aber meistens nicht genau derselbe. Um die Abweichung zu bestimmen, oder besser, um einen Wert von x zu finden, der von ihr unabhängig ist, wird die Beobachtung nochmals mit neuen Zeichenreihen von A wiederholt; die hierbei erhaltenen Vergleichszeiten seien $h''_a - h''_b$. Es genügt dann in der Gleichung (1) statt $(h_a - h_b)$ einen Wert $(h_a - h_b)_i$ zu setzen, der für die Zeit h'_a interpoliert wurde, z. B. zwischen $h_a - h_b$ und $h''_a - h''_b$ die h_a und h''_a entsprechen, das gibt:

(2) $$x = 2\,D/(h'_a - h'_b) - (h_a - h_b)_i \quad .$$

Die Genauigkeit, mit der x berechnet werden kann, ist bei sonst gleichen Umständen offenbar um so größer, je größer D ist und je kleiner die Fehler von h_a, h_b, $(h_a)_i$, $(h_b)_i$ sind.

Um eine Vorstellung von der erreichbaren Genauigkeit zu geben, wollen wir ein Beispiel rechnen. Es sei $D = 6000$ km (Entfernung Frankreich—Amerika) und der Fehler des Nenners auf der rechten Seite von Gleichung (2) sei 0,001 Sekunde. Da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Größenordnung 300000 km in der Sekunde ist, so ist die Zeit, welche die Wellen zum Zurücklegen von 12000 km brauchen, von der Größenordnung 0,040 Sekunden. Der relative Fehler wäre demnach $^1/_{40}$, d. h. die Fortpflanzungsgeschwindigkeit kann durch diese Methode mit zwei Stellen bestimmt werden.

(Nach dem Französischen von Hilde Barkhausen.)

(Eingesandt 1. Januar 1913.)

Referate.

Albert Turpain, Aufzeichnung der radiotelegraphischen Zeitsignale und Telegramme[1]) (C. R. **156**, 454, 615, 768, 1913).

Zur Aufzeichnung radiotelegraphischer Zeichen benutzt Turpain zwei Typen von sehr empfindlichen und stark gedämpften Galvanometern. Das eine, ein Saitengalvanometer, zeichnet photographisch auf, das andere, ein Spulengalvanometer, setzt einen gewöhnlichen Morseapparat in Bewegung.

Saitengalvanometer. — Der im Magnetfeld ausgespannte Draht hat einen Durchmesser von 2 μ; es ist ein Wollastondraht, der versilbert einen Durchmesser von $^{25}/_{1000}$ mm hat und auf eine Länge von 4—5 cm entsilbert ist. Der Elektromagnet ergibt bei 1 mm Polabstand ein Feld von 32000 Gauß. Das Galvanometer zeigt noch einen Strom von $5 \cdot 10^{-12}$ Amp. an.

Mit diesem Galvanometer gelingt es, eine Uhr auf $^1/_5$ Sekunde genau mit den Zeitsignalen des Eiffelturms und auf $^1/_{100}$ Sekunde genau mit den rhythmischen Signalen des Eiffelturms zu vergleichen. Zu diesem Zweck läßt man gleichzeitig die radiotelegraphischen Zeichen und die Pendelschläge der Uhr auf demselben Papierstreifen aufzeichnen. Bei den rhythmischen Schlägen kann man dann wie sonst im Telephon die Koinzidenzmethode anwenden, nur daß man auf dem Papier die Koinzidenz viel sicherer bestimmen kann als nach dem Gehör. Doch genügt es auch, den ersten und 180. Schlag aufzeichnen zu lassen, da ja die genaue Zeit dieser Schläge vom Turm ausgegeben wird.

Spulengalvanometer. — Der mit Seide umsponnene Kupferdraht der Spule hat $^5/_{100}$ und $^3/_{100}$ mm Durchmesser. Die Spule, ohne Rahmen gewickelt, ist an Coconfäden bifilar aufgehängt und trägt einen Oszillographenspiegel (2 mm $\times$ 1 mm) und zwei Zeiger aus dünnem Aluminiumdraht. An dem einen 5 cm langen Zeiger ist eine Spirale aus $^3/_{100}$ mm Kupferdraht befestigt, durch die, allerdings nicht ganz sicher, ein Relaiskontakt betätigt werden kann. Der andere nur 1 cm lange Zeiger setzt vermittels eines Coconfadens einen sehr leichten Aluminiumhebel mit zehnfacher Übersetzung in Bewegung. Der Hebel betätigt durch seine Bewegung ein sehr empfindliches Relais (50 μ Amp.), das seinerseits einen gewöhnlichen Morseapparat in Gang setzt.

1) Die im Original nach photographischen Aufnahmen reproduzierten Figuren zeigen deutlich den Grad der erreichbaren Genauigkeit; die Originalabbildungen standen uns leider nicht zur Verfügung.

Durch solche geeignete Konstruktion der Spule und durch Stufenschaltung von zwei Relais mit abnehmender Empfindlichkeit ist es also möglich, die funkentelegraphischen Zeichen mit einem gewöhnlichen Morseapparat aufzuschreiben.

Das Spulengalvanometer hat eine Empfindlichkeit von der Größenordnung $^5/_{1000}$ Mikroamp. Die Spulen wiegen mit Zeigern und Spiegel 1,5 bis 2,3 g; sie sind, innen gemessen, $72 \times 11 \times 2,5$ bis 5 mm. Bei einem Draht von $^3/_{100}$ mm Durchmesser kann man 400 Windungen (20 Lagen zu 20 Windungen) und sogar 1200 Windungen (30 Lagen zu 40 Windungen) anbringen, ohne daß die Spule dicker als 2 und 3 mm wird; der Polzwischenraum wird dann 2,5 bis 3,25 mm, was einem Felde von 20000 bis 23000 Gauß entspricht.

Turpain ist dabei, eine Methode für die Praxis auszuarbeiten, um mit Hilfe solcher Galvanometer eine Uhr automatisch nach einem einzigen Zeitsignal des Eiffelturms einzustellen. H. B.

(Eingesandt 10. April 1913.)

G. Lippmann, Elektrischer Zeitmesser zur Vergleichung zweier periodischer Erscheinungen. (Journ. de Phys., Januar 1913.)

Zur genauen Vergleichung zweier periodischer Bewegungen, z. B. Gang zweier Uhren, benutzt man meistens die wohlbekannte Koinzidenzmethode. Mit dem vom Verfasser der Akademie vorgelegten Apparat kann man eine solche Vergleichung ebenso genau, aber schneller und bequemer ausführen.

Der Apparat besteht im wesentlichen aus einer Achse O, die von einem Motor angetrieben, mit gleichförmiger Geschwindigkeit rotiert, und zwar mache sie eine Umdrehung in T Sek. Auf der Achse ist ein Metallstift angebracht, der beim Rotieren einen schmalen Kontakt α berührt und dadurch auf ganz kurze Zeit einen elektrischen Strom schließt. Den Zeitpunkt der Kontaktgabe kann man durch Verschiebung von α beliebig einstellen.

Durch einen zweiten Kontakt β, der ebenfalls, aber unabhängig von α, verstellbar ist, kann ein zweiter Stromstoß hervorgerufen werden. Nach Einstellung von α und β kann der Zeitabstand zwischen den zwei Stromstößen unmittelbar am Apparat abgelesen werden. Wenn die Umdrehungszeit T z. B. eine Sekunde ist, und der Winkel $\alpha O \beta$ $^{37}/_{100}$ des Umfanges beträgt, so ist der Zeitraum zwischen den zwei Kontakten 0,37 Sek.

Es seien einige Anwendungen dieses Apparates gegeben.

1. Vergleichung zweier astronomischer Uhren. — Die astronomischen Uhren A und B sollen miteinander verglichen werden. Man reguliert die Umdrehungsgeschwindigkeit T der Achse auf eine Sekunde, dann hört man die Stromstöße im Telephon im Abstande von einer Sekunde; andererseits hört man die Pendelschläge der Uhr auch im Abstande von einer Sekunde. Durch Verschieben des Kontaktes α kann man die zwei Serien von Schlägen vollkommen zur Deckung bringen; der Kürze wegen wollen wir sagen, der Kontakt α ist dann auf die Uhr A eingestellt. Ebenso stellt man den Kontakt β auf die Uhr B ein. Wenn dies gleichzeitig geschehen ist, braucht man nur noch den Winkelabstand zwischen α und β abzulesen und hat damit den Unterschied im Gang der zwei Uhren.

Wie man sieht, kann der Beobachter hier durch Verschieben der Kontakte die Koinzidenz ganz nach Belieben herbeiführen, kann sie verändern, verbessern, ein paarmal hintereinander wiederholen und braucht die Sekunden nicht zu zählen.

Statt nach dem Gehör kann man das Einstellen auch nach dem Auge machen. Man läßt durch den Kontakt α eine 2 Volt-Lampe schließen, deren kurz aufleuchtender Schein auf das Pendel der Uhr A fällt; dann verschiebt man α so lange, bis das Pendel gerade in dem Momente beleuchtet wird, wo es durch die Vertikallage geht. Dasselbe macht man mit β und der Uhr B; dann gibt der Winkel $\alpha O \beta$ den Zeitraum zwischen den Vertikallagen der zwei Pendel an.

2. Empfang der Eiffelturmsignale. — Der Beobachter will die Abweichung dieser Signale von den Pendelschlägen seiner Uhr bestimmen. Dazu stellt er den Kontakt α auf die Uhr ein, den Kontakt β auf die rhythmischen Signale des Eiffelturms; dann gibt der Winkel $\alpha O \beta$ den gesuchten Bruchteil der Sekunde an.

3. Ausgabe von Zeitsignalen. — Bei der jetzt üblichen Art der Ausgabe von Zeitsignalen müssen an den Signalen verschiedene Korrektionen angebracht werden: die Korrektion ϱ zur Reduktion der Zeitangaben der Sendeuhr auf Pariser Zeit und die Summe der Verzögerungen σ in den verschiedenen Apparateteilen zwischen Uhr und Antenne, die man durch eigene Versuche bestimmt.

Mit dem beschriebenen Apparate würde man folgendermaßen verfahren: Der Kontakt α wird auf die Sternwartenuhr eingestellt. Ein zweiter Kontakt α' ist im Winkelabstand ϱ fest mit α verbunden, so daß die durch α' im Telephon hervorgebrachten Töne genau mit der Sekunde nach Pariser Zeit zusammenfallen. Ein dritter Kontakt β löst auf übliche Weise die Hertzwellen aus; dieser Kontakt wird so

lange verschoben, bis die vom Eiffelturm ausgegebenen Signale, die im Telephon gehört werden, genau mit den durch α' angegebenen Sekunden zusammenfallen. Durch das Einregulieren von α', das die genaue Sekunde angibt und von β, wodurch der Eiffelturm auf α' eingestellt wird, werden die Korrektionen ϱ und σ vom Apparate selbst ausgeführt und die Hertzwellen genau nach Pariser Zeit ausgesandt. H. B.

(Eingesandt 10. April 1913.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Zeitsignale und Wettertelegramme, die täglich von der drahtlosen Station auf dem Eiffelturm ausgegeben werden.[1])

Die eigentlichen Zeitsignale werden vormittags um $10^h 45'$, um $10^h 47'$ und um $10^h 49'$, nachts um $23^h 45'$, um $23^h 47'$ und um $23^h 49'$ ausgegeben (nach amtlicher oder Greenwich-Zeit, also 1 Stunde später nach M. E. Z.).

Jede Nacht um $23^h 30'$ wird eine Serie von 180 rhythmischen Schlägen gegeben um die Möglichkeit zu bieten, durch Koinzidenzmethode die Zeit sehr genau zu bestimmen. Die Zeiten des 1. und 180. Schlages wird in der Sternwarte zu Paris bestimmt und gleich nach dem Zeitsignal von $23^h 49'$ in Zahlen telegraphiert.

Gleich nach dem Zeitsignal von $10^h 49'$ wird jeden Morgen ein Telegramm über die allgemeine Wetterlage ausgegeben.

Dreimal täglich (ausgenommen die Sonn- und Feiertage) werden Telegramme über die Wetterlage in der Gegend von Paris ausgegeben, und zwar um 8^h, um $10^h 55'$ ungefähr (gleich nach dem Telegramm über die allgemeine Wetterlage) und um 15^h.

Nachstehend findet man das Nähere über diese verschiedenen Zeichengaben, die alle mit derselben[2]) Wellenlänge von ungefähr 2200 m gegeben werden.

---

1) Wir verweisen nochmals auf folgende Publikationen: G. Ferrié, Réception des signaux horaires radiotélégraphiques transmis par la Tour Eiffel (Paris-Gauthier-Villars); Pierre Corret, Réception des signaux horaires radiotélégraphiques transmis par la Tour Eiffel (Paris-Maison de la Bonne Presse). Wegen des Zeitsignaldienstes des D. Reichspost-Radiostation Norddeich s. Jahrb. **6**, 211, 1913.

2) Nach den Fernwellenmessungen auf meinem Züricher Laboratorium beträgt die Wellenlänge für die Zeitsignale mittags ziemlich genau 2185 m, was mit der Angabe von Kommandant Ferrié übereinstimmt; für die Bulletins um 9 Uhr Vormittags und 4 Uhr Nachmittags M. E. Z. scheint die Wellenlänge etwas größer zu sein, nämlich etwas über 2200 m.

G. Eichhorn.

Zeitsignale bei Tag. Ein paar Minuten vor $10^h 45'$ wird die drahtlose Station auf dem Eiffelturm durch unterirdische Leitungen mit der Pariser Sternwarte verbunden, von wo aus nun die Sendeanordnung des Turmes mit Zwischenschaltung eines Relais in Gang gesetzt werden kann.

Um $10^h 40'$ werden nach dem dreimaligen Anruf —·—·— die Worte „Observatoire Paris signaux horaires" gegeben.

Um $10^h 44'$ beginnen Anrufzeichen bestehend in einer Reihe von Strichen:

— — — — — — — — — — — — —

die bis $10^h 44' 55''$ dauern.

Um $10^h 45' 0''$ schließt eine Uhr des Observatoriums durch eine geeignete Anordnung den Sendekreis selbsttätig für die Dauer von ungefähr $^1/_4$ Sekunde, was einen Punkt zur Folge hat: dies ist das erste Zeitsignal.

Um $10^h 46'$ beginnt eine neue Serie von Anrufzeichen bestehend aus Strichen, die durch je zwei Punkte voneinander getrennt sind:

—··—··—··—··—··—··

und die bis $10^h 46' 55''$ dauern.

Um $10^h 47' 0''$ wird das zweite Zeitsignal auf dieselbe Weise wie das erste gegeben.

Um $10^h 48'$ beginnt eine dritte Reihe von Anrufzeichen, diesmal bestehend in Strichen, die durch vier Punkte voneinander getrennt sind:

—····—····—····—····—····

und die bis $10^h 48' 55''$ dauern.

Um $10^h 49' 0''$ wird das dritte Zeitsignal in derselben Weise wie die zwei vorhergehenden gegeben.

Zeitsignale bei Nacht. Die Zeitsignale werden bei Nacht um $23^h 45'$, $23^h 47'$ und $23^h 49'$ in derselben Weise gegeben wie bei Tage.

Rhythmische Zeichen. Jede Nacht ungefähr um $23^h 30'$ wird eine Reihe von 180 Punkten in Abständen von ungefähr 1 bis $^1/_{50}$ Sekunde funkentelegraphisch gegeben, wobei der 60. und 120. Punkt zur Kontrolle beim Zählen ausgelassen werden. Diese Reihe wird in der Sternwarte zu Paris vermittelst eines Empfängers für drahtlose Telegraphie aufgefangen und nach der Koinzidenzmethode mit den Schlägen eines Chronometers verglichen. Durch eine sehr einfache Rechnung kann man aus den abgelesenen Zeiten der zusammenfallenden Schläge auf ein oder zwei Hundertstel genau die Zeit des 1. und des 180. Punktes ermitteln, die dann in die amtliche Zeitrechnung um-

gewandelt und mit der entsprechenden Korrektion des Chronometers versehen wird. Diese Zeiten werden gleich nach dem Zeitsignal von $23^h 49' 0''$ auf folgende Weise gegeben:

Die Zeiten des 1. und 180. Schlages seien z. B. $23^h 30' 13{,}28''$ und $23^h 33' 8{,}80''$ dann werden die 2 Zahlen zweimal hintereinander in folgender Anordnung gegeben:

— · · · — — · · · · — 301328 · 330880 — · · · · — 301328 · 330880 — · · · · —
— · · · —

Um damit die Korrektur eines Chronometers oder einer Präzisionsuhr mit großer Annäherung nach der Normalzeit der Sternwarte zu bestimmen, genügt es durch ein Mikrophon gleichzeitig die Pendelschläge und zu gleicher Zeit die 180 vom Eiffelturm gegebenen Punkte abzuhören. Daraus berechnet man die Zeit am Chronometer oder an der Präzisionsuhr beim 1. und beim 180. Punkte. Durch Vergleichung dieser Zeiten mit den entsprechenden, die vom Turme telegraphiert werden, erhält man zwei Werte für die Korrektur, die untereinander auf ungefähr Zweihundertstel übereinstimmen müssen.

Funkentelegramm über die allgemeine Wetterlage. Gleich nach dem Zeitsignal von $10^h 49'$ wird ein Telegramm über die allgemeine Wetterlage ausgegeben, das von dem Bureau Central metéorologique ausgeht und Luftdruck, Windrichtung und Stärke sowie den Zustand des Meeres für die folgenden 6 Stationen angibt:

Reykiavik (Island), Valentia (Irland), Ouessant (Frankreich), La Corona (Spanien), Horta (Azoren), St. Pierre et Miquelon (Amerika).

Die Beobachtungen der 5 ersten Stationen sind vom selben Tag 7 Uhr morgens; der letzten vom vorhergehenden Tage 8 Uhr abends.

Die Stationen sind in dem Telegramme mit ihren Anfangsbuchstaben (R, V, O, C, H, S) bezeichnet.

Die Wetternachrichten jeder Station werden folgendermaßen durch Ziffergruppen ausgedrückt:

Die ersten zwei Ziffern geben den Luftdruck in Millimetern an, wobei die Hunderter (7) weggelassen sind. Die zwei folgenden Ziffern geben die Windrichtung an, die fünfte die Windstärke und die sechste den Zustand des Meeres. (Diese letzte Angabe fehlt bei Reykiavik und St. Pierre et Miquelon.)

Die Bedeutung der Ziffern ist aus den unten folgenden Tafeln zu entnehmen.

Wenn eine von den Beobachtungen fehlt, so wird die betreffende Ziffer durch den Buchstaben x ersetzt.

Am Beginn jeder Gruppe steht der für die Station charakteristische Buchstabe, auf die sie sich bezieht.

Nach den 6 Gruppen werden in gewöhnlicher Sprache ein paar Angaben über die allgemeine Lage der Atmosphäre in Europa gemacht, besonders über die Verteilung der Zentren hohen und niederen Druckes.

Beispiel eines Telegrammes:

BCM. R. 48167 V. 742013 O. 753211 C. 680411 H. 73xx01 S. 62162 anticyclone Europe centrale beau temps général dépression Ouest Irlande allant vers Est.

Dechiffrierung der Zeichengruppen:

BCM (Bureau Central météorologique) — Reykiavik: Luftdruck 748, Südwind, sehr stark. — Valentia: Luftdruck 774, SW-Wind, fast still, Meer schwach bewegt usw. usw.

Windrichtung.

02 = NNO	10 = OSO	18 = SSW	26 = WNW
04 = NO	12 = SO	20 = SW	28 = NW
06 = ONO	14 = SSO	22 = WSW	30 = NNW
08 = O	16 = S	24 = W	32 = N

Windstärke.

0 = Still	0— 1	m pro Sekunde
1 = Fast still	1— 2	»
2 = Sehr schwach	2— 4	»
3 = Schwach	4— 6	»
4 = Mäßig	6— 8	»
5 = Ziemlich stark	8—10	»
6 = Stark	10—12	»
7 = Sehr stark	12—14	»
8 = Heftig	14—16	»
9 = Sturm	mehr als 16	»

Zustand des Meeres.

0 = Still	5 = Unruhig
1 = Sehr schön	6 = Sehr unruhig
2 = Schön	7 = Hochgehend
3 = Schwach bewegt	8 = Sehr hochgehend
4 = Bewegt	9 = Stürmisch

Funkentelegramme über die Wetterlage in der Gegend von Paris.

Jeden Tag werden drei Telegramme über die Wetterlage in der Gegend von Paris ausgegeben, um 8^h (Sendeenergie auf $^1/_4$ reduziert), um $10^h 55'$ ungefähr und um 15^h (Sendeenergie auf $^1/_4$ reduziert).

Es werden darin Beobachtungen des Bureau Central météorologique mitgeteilt, die eine halbe Stunde vor Ausgabe des Telegrammes eingehen:

1. Windgeschwindigkeit auf der Spitze des Eiffelturmes in Meter pro Sekunde und Änderungstendenz.
2. Windrichtung: N NNO NO ONO O OSO SO SSO S
N NNW NW WNW W WSO SW SSW S
und Tendenz der Richtungsänderung gegen Nord oder Süd.
3. Barometerstand im Bureau Centrale météorologique und seine Änderungstendenz.
4. Himmelsansicht.
5. Besondere Angaben.

Diese Telegramme haben also die folgende Form:

»Voici renseignements météorologiques Paris«.

Vent x (Meter pro Sekunde) { croissant / decroissant / stationnaire

Direction y (wie oben unter 2.) { stationnaire / vers le Nord / vers le Sud

Pression (in Millimetern) { croissante / décroissante / stationnaire

Ciel { découvert / nuageux / couvert

Soleil, temps brumeux, brouillard, pluie fine, pluie violente, neige.

„Meteorologische Nachrichten von Paris.“

Wind x { zunehmend / abnehmend / stetig } Luftdruck z { zunehmend / abnehmend / stetig }

Richtung y { stetig / gegen Norden / gegen Süden } Himmel { klar / wolkig / bedeckt }

Sonnenschein, trübe, Nebel, leichter Regen, starker Regen, Schnee.

Die drei Telegramme werden im allgemeinen an Sonn- und Feiertagen nicht ausgegeben.

(Nach dem Französischen von Hilde Barkhausen.)

(Eingesandt 15. Dezember 1912.)

Zeitsignaldienst.

Die Deutsche Reichspost hat folgende Bestimmungen erlassen [1]) für die Errichtung und den Betrieb von funkentelegraphischen Empfangsanlagen:

1. Die Genehmigung zur Errichtung und zum Betriebe einer funkentelegraphischen Empfangsanlage in .... erfolgt unter dem Vorbehalte des jederzeitigen Widerrufes. Wenn der Widerruf stattfindet, müssen die Betriebseinrichtungen — Apparate und Antenne — sofort entfernt werden.

2. Die Anlage darf nur zum Empfang der von der Station Norddeich zurzeit mit einer Wellenlänge von 1650 m gegebenen Zeitsignale benutzt werden. Eine Änderung dieser Wellenlänge bleibt vorbehalten.

3. Die Anlage muß folgenden technischen Anforderungen entsprechen:

a) Die Empfangsapparate sind so einzurichten, daß der Inhaber die Abstimmung nur in unmittelbarer Nähe der zugewiesenen einen Wellenlänge ändern kann. Die einstellbaren Wellenlängen dürfen nicht mehr als 5 Proz. nach oben oder unten von der vorgeschriebenen Wellenlänge abweichen.

---

1) Vgl. Allgem. Journ. d. Uhrmacherkunst vom 23. Januar 1913.

b) Die Antenne darf nicht größer, die Koppelung zwischen Antenne und Detektorkreis nicht fester sein, als für den beabsichtigten Empfang ausreicht.

c) Die Einzelteile der Schwingungskreise — auch des Antennenkreises — müssen durch Lötung dauernd fest verbunden sein; nur an den Anschaltestellen der Detektoren und Fernhörer sind Ausnahmen zulässig.

d) Die Lötstellen müssen sich innerhalb eines Gehäuses befinden, das alle Apparatteile enthält und durch Plomben so zu verschließen ist, daß dem Inhaber der Anlage nur der Griff der Abstimmvorrichtung und die Anschaltestellen von Detektor und Fernhörer zugänglich bleiben. Für die Antennenzuführung außerhalb dieses verschlossenen Teiles ist Draht mit einer festen zusammenhängenden Isolierhülle zu verwenden.

e) Die nachträgliche Anschaltung von Leitungen oder von Abstimmitteln ist untersagt.

Zur Kontrolle ist den Beauftragten der Reichs-Telegraphenverwaltung, der Reichs-Marineverwaltung und der Heeresverwaltung zu gestatten, die Räume, in denen die Apparate betrieben werden, zu betreten und von allen zur Anlage gehörigen Einrichtungen Kenntnis zu nehmen.

4. Der Inhaber der Genehmigung ist unter voller Verantwortlichkeit verpflichtet, unbedingt dafür Sorge zu tragen, daß in der Anlage etwa aufgefangene Nachrichten anderer Stationen unter allen Umständen geheim gehalten werden. Bei Zuwiderhandlungen wird die Genehmigung zurückgezogen.

5. Der Aufforderung der Reichs-Telegraphenverwaltung, der Militär- oder Marinebehörden sowie der Beauftragten dieser Behörden, den Betrieb zeitweilig einzustellen und auf Verlangen während dieser Zeit die Betriebseinrichtungen — Apparate und Antennen — zu besichtigen, ist ohne Verzug zu entsprechen.

Anerkannt

..............., den .... 191 .

E.

(Eingesandt 12. März 1913.)



Zeitsignal-Empfangsstation.

Erfreulicherweise beginnt jetzt auch die Uhrenindustrie sich die radiotelegraphische Zeitübertragung dienstbar zu machen. Für eine kürzlich in Zürich ausgeführte Anlage verwendete ich den Telefunken-Einwellenempfänger Type E 43, der für jede Antenne von 250 bis 2000 cm Kapazität geeignet ist und auf eine bestimmte Welle (im vorliegenden Falle auf die Eiffelturmwelle 2185 m) bzw. einem kleinen Wellenbereich abgestimmt wird. Fig. 1 zeigt die ohne weiteres verständliche Schaltung des Empfängers; die innere Einrichtung besteht

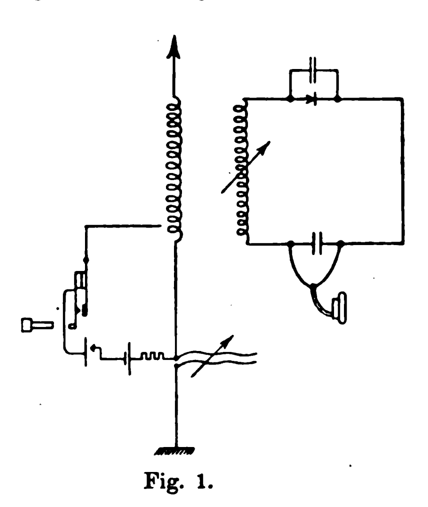


Fig. 1.

aus einem variablen Kondensator besonderer Konstruktion, einem regulierbaren Koppelungsspulensatz (unter Verwendung von Flachspulen mit Luftisolation), einem auswechselbaren Kontaktdetektor (nebst Reservedetektor), der bekannten Prüfvorrichtung, einem hochohmigen Telephon, sowie unterhalb der Grundplatte aus einem auswechselbaren Trockenelement, mehreren kleinen Blockkondensatoren, dem Summer und den zugehörigen Verbindungsleitungen. Nach eingestellter günstigster Koppelung läßt sich die Apparatur sehr scharf auf die gewählte Welle abstimmen. Der Empfänger ist in Fig. 2 abgebildet; er ist in einem widerstandsfähigen und verschließbaren Holzkasten eingebaut, dessen äußere Abmessungen 275 × 165 × 175 mm sind. Im Apparat ist noch eine Schaltvorrichtung angebracht, durch die nach Gebrauch desselben beim Schließen des Kastens die Antenne selbsttätig

mit der Erde direkt verbunden wird, wodurch eventuelle atmosphärische Entladungen direkt nach der Erde abgeleitet und somit Beschädigungen der Apparatur und des Detektors vermieden werden. Durch die Prüfvorrichtung kann man sich jederzeit überzeugen ob die Anlage und speziell der Detektor ordentlich funktionieren. Sofort nach Installation

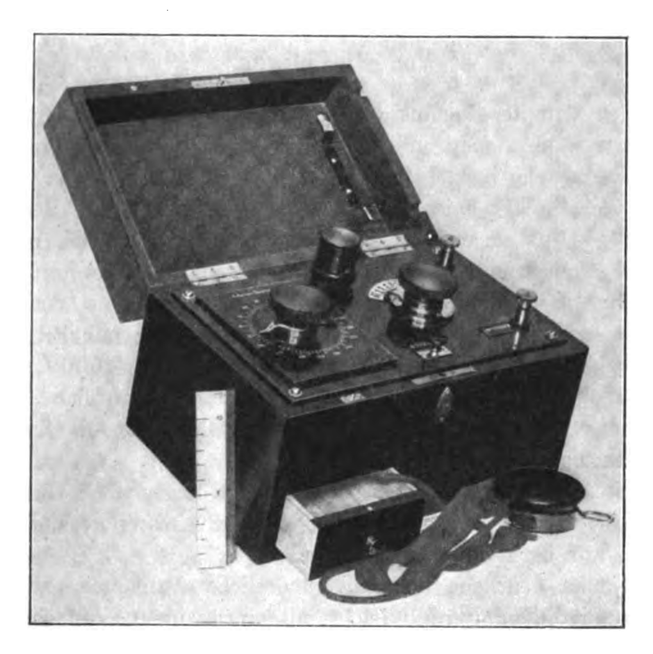


Fig. 2.

war bei der Züricher Anlage die perfekte Verbindung mit der Eiffelturmstation vorhanden. Die technische Ausführung der Apparatur ist derart, daß sie auch in Laienhand keiner speziellen Wartung bedarf.

Mit einer gleichen Anlage in meinem Laboratorium konnte ich auch um $12^h 55'$ bis 1 Uhr mittags die Zeitsignale der D. Reichspost-Radiostation Norddeich bei Bremen aufnehmen und zwar genau bei der vorher ermittelten Einstellung für 1650 m Wellenlänge.

Zürich. G. Eichhorn.

(Eingesandt 15. Februar 1913.)

Untersuchungen über die Anordnungen, die als Antennen zur Aufnahme Hertzscher Wellen dienen können.

(Recherches sur les dispositifs, qui peuvent servir comme antennes pour la réception des ondes hertziennes.)

Von **E. Leimer.**

In den Comptes Rendus vom 22. Januar 1912 hat Herr Rothé vom Institut zu Nancy angegeben, wie man die radiographischen Emissionen mittels verkleinerter Antennen aufnehmen kann. Ich bin in der Lage, die Ergebnisse meiner Beobachtungen mitzuteilen, durch welche die — oft sogar recht merkwürdigen — Hilfsmittel, mit denen man diese Emissionen auffangen kann, beträchtlich erweitert werden.

1. Im unmittelbaren Bereich einer Sendestation von großer Reichweite, wie beispielsweise in Paris, braucht man nur bei Verwendung eines besonderen Telephonempfängers von 2 bis 4000 Ohm seine Verbindungskabel horizontal gespannt zu halten und sich auf einen Balkon oder vor ein offenes Fenster zu stellen, um die Emissionen des Eiffelturmes zu hören.

Diese Anordnung stellt sicherlich das Höchstmaß an Einfachheit dar. Natürlich ist die Aufnahme damit sehr schwach, und ich erwähne sie nur der Merkwürdigkeit halber.

Will man deutliche und unveränderliche Aufnahme erzielen, so kann man in diesem Bereich leicht mit einer Antenne aufnehmen, die aus einem oder mehreren Drähten oder einem Metalldrahtnetz von ungefähr $^1/_2$ m^2 besteht, die im Rahmen eines offenen Fensters oder sogar im Inneren eines Zimmers — je nach der Entfernung vom Turm — ausgespannt sind.

2. In einem Bereich bis zu 100 km genügt bei trockenem Wetter eine Metallstange (eine Dachrinne oder ein Gehänge) als Antenne. Ein Gasrohr als Antenne und ein Wasserrohr als Erde, beide im Inneren eines Hauses, können Dienste leisten; es scheint mir sogar keinen großen Einfluß zu haben, ob diese beiden Röhren sich weiterhin, beispielsweise im Keller, berühren.

3. In einem Bereich bis zu 300 km, und vielleicht noch weiter, ist es unnötig, einen oder mehrere Drähte außerhalb der Häuser anzubringen; ich habe eine vollkommene Aufnahme erreicht, als ich zwei 18 m lange Drähte geradlinig unter dem Dache eines Hauses ausspannte; dabei waren diese Drähte nur 10 cm von den Ziegeln ent-

fernt. Ich habe dann bemerkt, daß die Aufnahme, wenn ein Platzregen niederging, anfangs besser wurde, um dann schwächer zu werden, wenn das Dach sehr naß war. Immerhin blieb die Aufnahme stets ganz verständlich. Es ist nicht notwendig, daß das Dach besonders hoch ist; das Dach eines (7 m hohen) Schuppens, der rings von dreistöckigen Häusern umgeben ist, liefert nicht ausgesprochen schlechtere Ergebnisse. Dasselbe gilt, wenn man ein oder zwei 20 bis 30 m lange Drähte parallel zum Erdboden in nur 1 m Höhe, selbst auf einem Hofe, anordnet.

Der Merkwürdigkeit halber füge ich noch hinzu, daß ich gesehen habe, wie ein Rahmen aus Metalldrähten, die an Haken in der Mauer hingen und zum Wäschetrocknen dienten, im Dachgeschoß eines dreistöckigen Hauses benutzt wurde, und wie diese „Antenne" eine, wenn auch schwache, Aufnahme gestattete.

An einem 18 m hohen Schornstein war das Blitzableiterkabel durch nicht isolierte Halter befestigt und konnte bei trockenem Wetter als Antenne dienen, wenn man es von der Erdleitung trennte. So oft der Heizer Kohle unter den Kessel schüttete und der Schornstein stark rauchte, nahm die Stärke der Aufnahme beträchtlich zu. Es ist nicht zu bestreiten, daß der starke Rauch als Verlängerung der Antenne — im vorliegenden Falle des Blitzableiters — diente.

4. In einem sicheren Umkreise von 1300 km, und unter günstigen atmosphärischen Verhältnissen bis zu 2000 km, kann die Verwendung einer besonders gebauten Antenne nötig werden. Wenn man sich indessen mit einem Bereich von 1300 km ringsum eine Sendestation von großer Reichweite begnügt (was nicht hindert, zuweilen auch entferntere Emissionen aufzunehmen), so kann man unter Anwendung gewisser Kunstgriffe auf besondere Antennen, die teuer und unbequem sind, verzichten.

Wenn man parallel zu einer freiliegenden Lichtleitung und in 0,80 bis 1 m Abstand von ihr einen 50 bis 100 m langen Draht anbringt, so nimmt dieser zunächst unmittelbar die Wellen auf; diese Aufnahme wird durch die Wellen beträchtlich verstärkt, die von der Lichtleitung aufgefangen und auf den Antennendraht übertragen werden. Diese Verstärkung ist unbestreitbar, denn, wenn man denselben Draht unter denselben Verhältnissen, nur in 10 m Abstand von der Lichtleitung, anbringt, so liefert er eine viel schwächere Aufnahme.

Wenn die Lichtleitung geladen ist, und besonders, wenn in ihr ein Wechselstrom fließt, so machen sich die Induktionswirkungen dieses

Stromes im radiotelegraphischen Empfänger unangenehm bemerkbar. Diesem Übelstande hilft man ab, indem man zwischen Antennendraht und Aufnahmeapparat einen Kondensator einschaltet, den man auf das Minimum des Nebengeräusches einstellt.

Eine freiliegende Klingel- oder Telephonleitung eignet sich wundervoll zur Antenne. Um den normalen Gebrauch dieser Linie nicht zu stören, und um zu vermeiden, daß die Aufnahme während des Gebrauches beeinflußt wird, schaltet man zwischen die Anschlußstellen der Leitung oder der Leitungen und des Apparates einen oder zwei verstellbare Kondensatoren von geringer Kapazität. Es gelingt stets, diese Kondensatoren auf das Minimum der Nebengeräusche und gleichzeitig auf das Intensitätsmaximum der Aufnahme einzustellen.

Wenn die Länge der (Doppel-)Leitung einmal 200 m überschreitet, so ist es meines Erachtens einerlei, ob sie länger ist, ob sie jenseits der 200 m als unterirdisches Kabel verlegt ist, oder nicht, ob sie an einem oder an beiden Enden mit den Telephonapparaten oder mit der Erde verbunden ist, ob sie über die Dächer in der Stadt oder auf dem Lande verlegt ist, ob sie orientiert ist, oder nicht, — immer vorausgesetzt, daß man über eine gut passende verstellbare Spule verfügt, um genau abstimmen zu können.

Mit einer 250 m langen Telephon-Doppelleitung kann man bei jedem Wetter ohne Schwierigkeiten alle „tönenden" Sendestationen mit mindestens 2000 m Wellenlänge abhören, die sich in einem Umkreise von 1200 km befinden, und dieser Umkreis erweitert sich zur Nachtzeit und unter günstigen atmosphärischen Bedingungen bis auf 2000 km.

Ich habe alle bei Empfangsanordnungen gebräuchlichen Schaltungsarten versucht; der (elektrolytische) Ferrié-Detektor liefert mir die besten Ergebnisse. Ich schalte ihn in Reihe mit dem Potentiometer (Gleitkontakt), dem Telephonempfänger und den Enden der Abstimmungsspule; dabei ist die Antenne mit dem Gleitkontakt der letzteren verbunden und die Erde an einem Ende der Abstimmungsspule abgezweigt; im Nebenschluß zum Potentiometer liegen dann drei Trockenelemente, und parallel zum Empfänger ordne ich einen kleinen verstellbaren Kondensator an.

Die Verwendung eines Potentiometers und eines Kondensators scheint mir bei Emissionen auf mehr als 300 km für eine deutliche und verständliche Aufnahme — bei Anwendung der oben beschriebenen Antennen — unerläßlich. Diese Apparate tragen beträchtlich zu einer intensiven und reinen Aufnahme bei.

Ich behalte mir vor, in einer weiteren Mitteilung über die Er-

gebnisse meiner methodischen Untersuchungen über den Wert der verschiedenen gegenwärtig gebräuchlichen Anordnungen zu berichten.

Um meinen Bericht über die Antennen zu vervollständigen, erwähne ich noch, daß es durchaus möglich ist, daß jeder Teilnehmer mit seinem Empfänger und dem für Stadtverbindungen gebräuchlichen Apparat die radiotelegraphischen Emissionen hört, wenn man zur Übermittelung dieser Signale dieselbe Leitung benutzt, die als Antenne dient. Man braucht nur an Stelle des radiotelegraphischen Empfängers die Primärspule eines kleinen Umformers zu setzen und die Sekundärspule des Umformers in den Kreis der Telephonleitung einzuschalten.

Ich denke, daß manche unter den Hilfsmitteln, die, wie ich soeben angegeben habe, als Antenne dienen können, in gewissen Betrieben und unter gewissen Bedingungen sehr nützlich sein können.

Nancy, 15. Juli 1912.

(Nach dem Manuskript aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 16. Juli 1912.)

Schiebespulen. Die Firma Dr. Erich F. Huth, Berlin, verwendet zur Abstimmung für ihre Zeitsignal-Empfangsstationen Schiebespulen besonderer Art und berichtet darüber in ihrer Zeitschrift „Die Antenne" Heft 1, 1913, die sie uns übersendet, folgendes:

Schiebespule aus Emailledraht. Wir verwandten für unsere Schiebespulen Emailledraht; konnten infolgedessen den Windungsabstand beträchtlich verringern. Es war dies zulässig, weil der Emaillelack in bezug auf seine elektrischen Eigenschaften günstiger ist als Gummi, der bekanntlich bei Feuchtigkeit hohe Kapazität und unter dem Einfluß der Witterung bald eine gänzlich minderwertige Isolation ergibt. Ferner konnten wir durch Abfeilen eine völlig ebene Fläche herstellen, über welche die Feder stetig und weich einherglitt; denn der von Kontakt zu Kontakt vorhandene Abstand war jetzt durch ein festes Dielektrikum ausgefüllt. Der auf ein Minimum reduzierte Windungsabstand hatte ferner bei gleicher Windungszahl eine höhere Selbstinduktion und eine regelmäßigere Wellenskala der Spule zur Folge.

Trotz des erheblichen Fortschrittes waren jedoch auch diese Spulen noch verbesserungsfähig. Sie hatten immer noch den Nachteil, daß bei der geradlinigen Verschiebung des Kontaktes der Schieber leicht eckte und die Gefahr bestand, daß die Blattfeder sich abbog und jeden Kontakt illusorisch machte; auch war der Nachteil einer unregelmäßigen Wellenskala bei der Zylinderform der Spule noch nicht gänzlich be-

seitigt. Durch folgende Konstruktion gelang es uns, auch diese Fehler zu beheben.

Gleitkontaktspule. Auf einem flachen Zylinder aus paraffiniertem Holz ist Emailledraht so aufgewickelt, daß die nebeneinander liegenden Windungen sich am oberen und unteren Ende der Zylinderachse kreuzen. In dieser Weise werden zwei gegenüberliegende Quadranten vollgewickelt, und darauf durch Abdrehen auf der Drehbank ein glatter Kontaktstreifen auf der Mantelfläche des einen Quadranten hergestellt (Fig. 1). Die Änderung der Selbstinduktion erfolgt nun nicht durch Verschieben eines Schiebers, sondern dadurch, daß die Spule um ihre Achse gedreht wird, während ein feststehender, federnder Kontaktstift senkrecht gegen die Kontaktfläche der Spule drückt. Man kann bei dieser Anordnung eine kräftige Spiralfeder verwenden, welche für einen unbedingt sicheren Kontakt sorgt, während jedes Ecken des Stiftes bei der Drehung der Spule unmöglich ist. Wie stark man auch die Federung macht, die Spule geht stets gleichmäßig. Der Kontaktstift gleitet ebenso stetig wie die Bürste auf dem Kollektor einer Dynamomaschine, und die Einstellung geht ebenso leicht wie bei einem Drehkondensator.

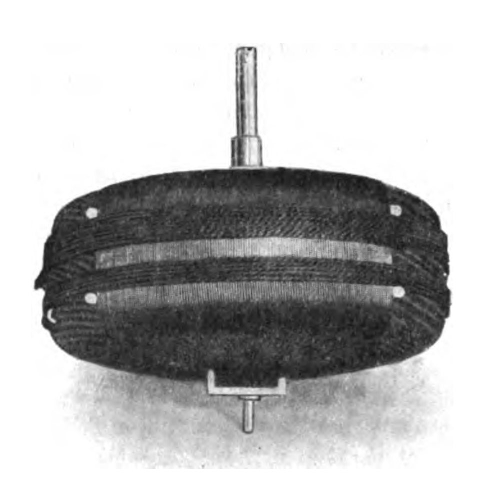


Fig. 1.

Die Wellenveränderung erwies sich als proportional der Windungszunahme, d. h. die Selbstinduktion steigt auf der Spule quadratisch mit der Windungszahl an. Bei dieser Spezialbewickelung ist also die Selbstinduktion für die gewählte Windungsform und Anzahl das überhaupt erreichbare Maximum, da nur in diesem Falle eine quadratische Zunahme der Selbstinduktion mit der Windungszahl vom Anfang bis zum Ende der Spule eintritt. Die Dämpfung durch den Widerstand und das Mitschwingen der „toten“ Spulenenden ist für die gewählten Verhältnisse (Drahtdurchmesser und Selbstinduktion) ein Minimum. E.

(Eingesandt 28. März 1913.)

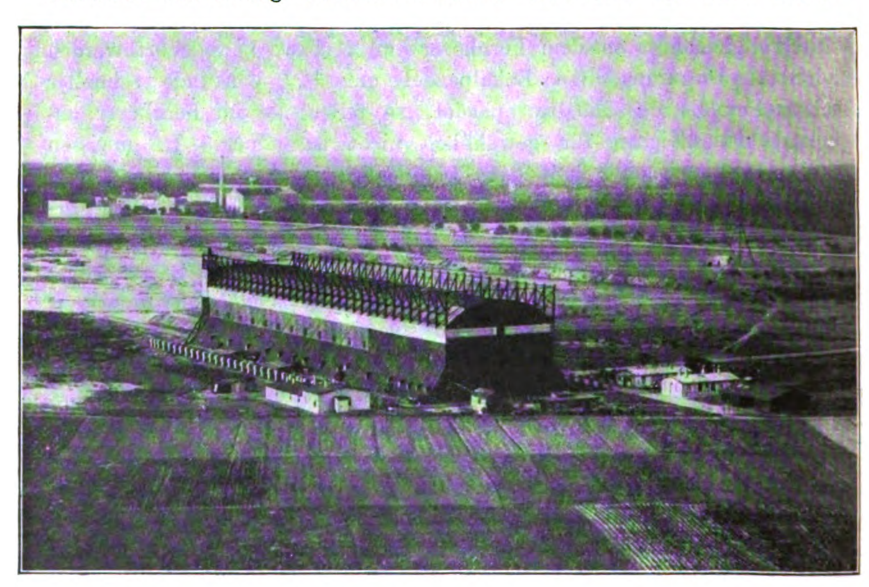
Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. **33**, 194, 1912 folgenden Bericht:

Geographische Messungen mittels drahtloser Telegraphie. (Revue d'Electricité, Bd. 2, 1910, S. 387.) Mit Hilfe der Wellentelegraphie kann man den Unterschied hinsichtlich der geographischen Länge aller derjenigen Orte bestimmen, die innerhalb der Reichweite einer Sendestation für drahtlose Telegraphie gelegen sind. In Frankreich sind solche Längenbestimmungen von der radiotelegraphischen Station des Eiffelturmes aus nach Mitteilungen von Brenot folgendermaßen vorgenommen worden. Die beiden Orte A und B, deren Längenunterschied zu ermitteln ist, erhalten einen Empfangsapparat für die vom Eiffelturm ausgehenden Wellen. Die Eiffelturmstation entsendet kurze Wellenstöße, die genau in Zwischenräumen von 1,01 Sek. aufeinanderfolgen; dies wird dadurch erreicht, daß ein Pendel von entsprechender Schwingungsdauer bei jedem Gange für einen Augenblick einen Stromkreis schließt, durch welchen die Gebereinrichtung der Station über ein Relais betätigt wird. Diese Zeichengebungen können mit den Fernhörern der Empfangseinrichtungen in A und B aufgenommen werden, sie machen sich als kurze Schläge bemerkbar. In A und B befindet sich außerdem je ein Sekundenpendel, dessen Schläge gleichfalls in dem Fernhörer von A bzw. B abgehört werden können. Da nun diese Lokalpendel um $^1/_{100}$ Sekunde schneller schwingen als das Eiffelturmpendel, so fallen die im Fernhörer ankommenden Zeichen für gewöhnlich nicht zusammen. In gewissen Zwischenräumen aber holt das Lokalpendel das Eiffelturmpendel ein, und die Schläge beider fallen zusammen, um dann gleich wieder auseinanderzugehen. Nehmen wir an, daß die Gleichzeitigkeit der Pendelschläge in A um 10 Uhr 7 Min. 3 Sek. nach 182 Schlägen des Eiffelturmpendels beobachtet worden ist, während für den Beobachter in B erst nach 195 Schlägen des Eiffelturmpendels, und zwar um 12 Uhr 17 Min. 43 Sek., die Zeichengebungen zusammenfallen. Zwischen 10 Uhr 7 Min. 3 Sek. nach der Ortszeit in A und 12 Uhr 17 Min. 43 Sek. nach der Ortszeit in B liegen also 195 bis 182 Pendelschwingungen von 1,01 Sek. Dauer, das sind 13,13 Sek. Zu dem Zeitpunkt, als in B der 182. Pendelschlag der Eiffelturmstation gehört wurde, betrug die Ortszeit in B 12 Uhr 17 Min. 43 Sek. — 13,13 Sek. = 12 Uhr 17 Min. 29,87 Sek.; andererseits zeigte die Uhr in A 10 Uhr 7 Min. 3 Sek. + 13,13 Sek. = 10 Uhr 7 Min. 16,13 Sek. bei dem 195. Schlage des Eiffelturmpendels. Man kann also durch das oben beschriebene Verfahren mit großer Genauigkeit feststellen, um wieviel

die Ortszeiten zweier Stationen differieren, ohne daß eine direkte elektrische Verbindung zwischen diesen beiden Stationen erforderlich ist. Aus dem Unterschiede der Ortszeit läßt sich dann ohne weiteres der Unterschied in der geographischen Länge der beiden Orte ableiten. Damit die Beobachter in *A* und *B* genau gleichzeitig anfangen, die Pendelschläge der Eiffelturmeinrichtung zu zählen, wird folgendermaßen verfahren: Das Eiffelturmpendel wird zu einem annähernd vereinbarten Zeitpunkt in Bewegung gesetzt; nach einer gewissen Zeit — etwa 2 Min. — wird der Stromkreis des oben erwähnten Geberrelais plötzlich unterbrochen, so daß eine Zeichengebung ausbleibt. Von dem ersten auf diese Unterbrechung folgende Zeichen beginnen dann die Beobachter in *A* und *B* zu zählen. Um die Zeichengebungen der Eiffelturmstation in Zwischenräumen von genau 1,01 Sekunden aufeinander folgen zu lassen, werden die Schwingungen des Pendels mit Hilfe einer magnetischen Zusatzeinrichtung genau gleichförmig erhalten. E.

(Eingesandt 13. März 1912.)

Die Telefunkenstation der Schütte-Lanz-Gesellschaft. Eine dauernde Verbindung zwischen Luftschiff und Erde für einen Nach-



richtenaustausch, speziell über die Wetterlage vermittels drahtlosen Telegraphie gehört unbedingt zu der unentbehrlichen Einrich-

tungen der modernen Luftschiffahrt. Aus dieser Einsicht ist auch die Telefunkenstation der Schütte-Lanz-Gesellschaft für Luftschiffahrt entstanden. Die Abbildung zeigt die Ballonhalle und die Telefunkenstation: einen Holzmast von 45 m Höhe mit Schirmantenne und das Stationshaus.

Die Station besitzt eine Leistung von 1,5 KW. Antennenenergie. Ein 2 KW. Umformer, angetrieben durch einen Asynchronmotor von ca. 1400 Touren, überträgt seine Leistung auf einen hochperiodigen Wechselstrom-Generator mit gekuppelter Erregermaschine. Der auf 8000 Volt transformierte hochperiodige Wechselstrom speist den Schwingungskreis mit Löschfunkenstrecken. Die benutzten Wellenlängen variieren von 600—1000 m. E.

(Eingesandt 1. August 1912.)

Gewitter-Fernanzeiger.

Die ersten Versuche zum Studium atmosphärischer Entladungen wurden bereits in den Jahren 1895/96 von Professor Popoff vermittels der Branlyschen Röhre, dem sog. Kohärer oder Fritter, angestellt. Er verwandte hierbei einen isoliert aufgehängten Luftdraht, an dem der eine Pol des Kohärers direkt angelegt war, der andere Pol wurde mit der Erde verbunden, wie es auch später von Marconi vorgenommen wurde. Professor Popoff konnte durch seine Versuche feststellen, daß die luftelektrischen Entladungen infolge ihres oszillatorischen Charakters den Fritter erregten, wodurch eine Registrierung von Gewitterbildungen mittels Morseapparat resp. Glockensignale möglich war.

Auf demselben Prinzip beruht auch der Gewitteranzeiger der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken), der in Fig. 1 dargestellt ist. Die Schaltung des Telefunken-Apparates weicht jedoch wesentlich von der Popoffschen Anordnung ab. Die Telefunken-Zeitung Nr. 9 berichtet hierüber folgendes. Wie aus dem Schema (Fig. 2) hervorgeht, sind in den Luftdraht L eine Funkenstrecke F und eine Spule S geschaltet, an die die Erdleitung E anschließt. Parallel zur Spule liegen der Körnerfritter Fr und ein Blockierungs-Kondensator C, von dem in bekannter Weise der Relaisstromkreis, bestehend aus Element E und Relaisspulen Sr, abzweigen. Im Sekundärkreis des Relais liegt eine Elementenbatterie B, die bei Kontaktschluß der

Relaiszunge einen Klopfer K und einen Registrierapparat — in diesem Falle eine Einschlagglocke G — betätigt.

Die Funkenstrecke wird auf einige Zehntel Millimeter Abstand eingestellt; sobald Ladungserscheinungen in der Atmosphäre auftreten, setzt ein Funkenübergang ein, der den Fritter erregt und die Einschlagglocke ertönen läßt. Schwache luftelektrische Ansammlungen,

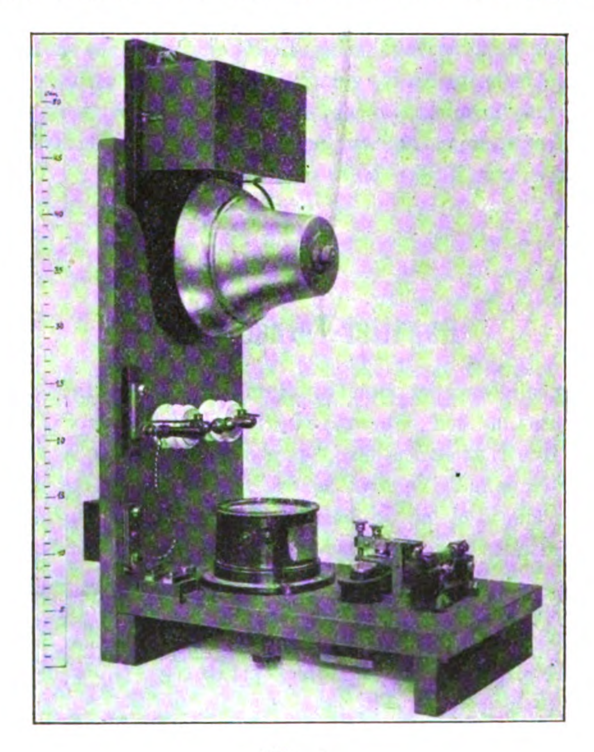


Fig. 1.

mit anderen Worten: weit entfernte Gewitter, bewirken eine langsame Aufladung des Luftdrahtes und damit einen Funkenübergang in längeren Zeitabständen. Da die Einschlagglocke im Rhythmus der Funkenentladungen anschlägt, gibt also die Geschwindigkeit der Tonfolge ein Maß an für die Entfernung des Gewitters vom Registrierapparat. An Stelle der Einschlagglocke kann auch ein Morseschreiber mit selbstauslösendem Papierband angeschlossen worden, der die einzelnen Funkenübergänge durch einen Punkt auf dem Morsepapier markiert. Ist die

Geschwindigkeit des ablaufenden Papiers bekannt, so erhält man durch Nachmessen des Papierstreifens und Zählen der darauf befindlichen Punkte wiederum ein Maß von der Entfernung des Gewitters.

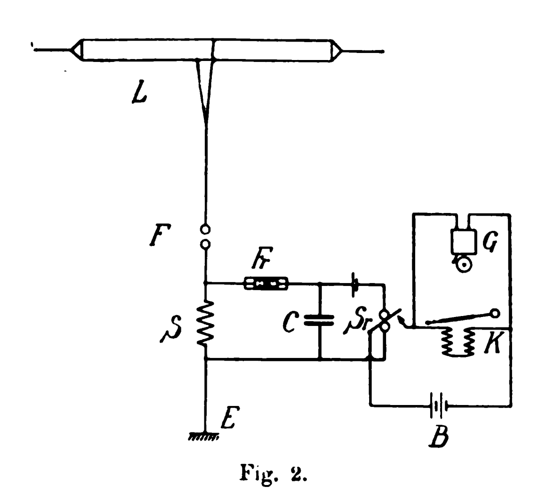


Fig. 2.

An der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt in Zürich wurde u. a. jetzt eine solche Anlage installiert. E.

(Eingesandt 11. Februar 1913.)

Karl Siegl, Über einen elektrolytischen Kondensator und seine Anwendung für funkenlosen Kontakt. Elektrot. Ztschr. **33**, 889, 1912.

Der Autor faßt seinen Artikel wie folgt zusammen:

Ein funkenloser Kontakt für elektrische Uhren u. dgl. wird entweder durch Nebenschluß erreicht, welcher die Kontakteinrichtung kompliziert oder, wie der Verfasser gezeigt hat, durch einen Kondensator in Hauptschluß, was die Konstruktion sehr vereinfacht. Da ein gut isolierender Kondensator von großer Kapazität kostspielig ist, sucht der Verfasser einen billigeren Ersatz und findet denselben in einem elektrolytischen Kondensator, bestehend aus Eisenelektroden in Ätzkali. Eine Reihe solcher Zellen, hintereinander geschaltet, wirkt als elektrisches Ventil, welches dem kommutierten Strom nur eine kurze Zeit den Durchgang gestattet. Die Stromdauer hängt einerseits

ab von dem Verhältnis der Kapazität der Ventilzellen zum Widerstand der Zellen und des äußeren Stromkreises, andererseits von dem Verhältnis der Zellenzahl zur Spannung der Betriebskraft. Durch eine geeignete Wahl dieser Faktoren läßt sich die Stromdauer auf ganz kurze Zeit herabsetzen, so daß der elektrolytische Kondensator bei einer elektrischen Uhrenanlage nicht nur für Minuten, sondern auch für Sekundenkontakt ein sicheres Funktionieren der Anlage garantiert.

E.

Zwangsweise Einführung der Funkentelegraphie auf deutschen Seeschiffen. (Bl. f. P. u. Tel. 8, 97, 1912.) Am 1. Oktober werden voraussichtlich und zwar durch Abänderung der Unfallverhütungsvorschriften der Seeberufsgenossenschaft, Bestimmungen über die zwangsweise Einführung der drahtlosen Telegraphie auf Seeschiffen in Kraft gesetzt werden. Danach müssen Passagierdampfer, die mindestens 75 Personen einschließlich der Besatzung an Bord haben, funkentelegraphische Einrichtungen führen, die mindestens 100 Seemeilen weit reichen. Die Bezeichnung als „Passagierdampfer" hat für alle Dampfer zu gelten, die in der Hauptsache zur Beförderung von mindestens 25 Personen eingerichtet sind. Im Gegensatz zu den ausländischen Bestimmungen, die die Ausstattung mit drahtloser Telegraphie für Frachtdampfer nicht vorsehen, sollen dann auch die deutschen Frachtdampfer zwangsweise mit funkentelegraphischen Einrichtungen versehen werden, sobald sie mehr als 60 Personen regelmäßig an Bord haben. Für die heimischen Gewässer, also für die Nord- und Ostsee, gilt diese Bestimmung nicht, ebenso nicht für das Mittelländische und Schwarze Meer, so daß in der Hauptsache nur der Große und der Atlantische Ozean in Betracht kommen. E.

Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. Heft 36 u. 38 1912 folgende Artikel:

Drahtlose Telegraphie auf österreichischen Schiffen. (Dtsch. Verk.-Ztg., Bd. 36, 1912, S. 306.) Die Errichtung und der Betrieb von Bordtelegraphenstationen auf österreichischen Handelsschiffen war zunächst Sache der Schiffseigentümer; allerdings war gemäß Verordnung vom 7. I. 1910 dazu die Genehmigung des Handelsministeriums erforderlich. Durch Verordnung vom 10. XI. 1910 wurde dann für die Passagierschiffe, die den Dienst von österreichischen Häfen über

Gibraltar oder Aden hinaus wahrnehmen, die Ausrüstung mit funkentelegraphischen Anlagen für eine Mindestreichweite von 100 Seemeilen zur Pflicht gemacht. Neuerdings hat die Staatsverwaltung durch Verordnung vom 1. III. 1912 die Errichtung und den Betrieb von Bordstationen in gewissen Fällen sich selbst vorbehalten [1]). Die betreffenden Stationen führen die Bezeichnung „K. K. Bordtelegraphenamt" unter Beifügung des Schiffsnamens. Die Errichtung eines Bordtelegraphenamts auf einem österreichischen Schiffe erfolgt auf Antrag des Schiffseigentümers beim Handelsministerium, dem es freisteht, den Antrag ohne Angabe von Gründen abzulehnen oder an besondere Bedingungen zu knüpfen, sofern das Schiff nicht unter die obengenannte Verordnung vom 10. XI. 1910 fällt. Bei Errichtung eines Bordtelegraphenamts stellt die Staatsverwaltung auf ihre Kosten die gesamte funkentelegraphische Ausrüstung und alle Amtsbedürfnisse; ferner sorgt sie für die Unterhaltung der Station und läßt sie durch zwei Telegraphisten betreiben. Der Schiffseigentümer muß die nötigen Räume und die zum Betrieb erforderliche elektrische Kraft hergeben, ferner dem Telegraphenpersonal Unterkunft, Verpflegung und ärztliche Behandlung gewähren. Er hat weiterhin dafür zu sorgen, daß den Bordtelegraphisten bei Erfüllung ihrer Obliegenheiten jede mögliche Unterstützung zuteil werde, und ihnen die Gehaltsbezüge zu den Fälligkeitsterminen durch die Schiffsverwaltung für Rechnung des Staates ausbezahlt werden. Außerdem muß der Schiffseigentümer mit seinen fahrplanmäßig verkehrenden Schiffen auf Erfordern abkommandierte Telegraphisten, Kontrollbeamte des Funkentelegrapheninspektorats usw. kostenfrei befördern. Als Beitrag zu den der Staatsverwaltung durch das Bordtelegraphenamt erwachsenden Kosten hat er jährlich 2200 bis 2500 Kr. zu zahlen. Die Bordtelegraphisten sind der allgemeinen Schiffsdisziplin unterworfen und an die Weisungen des Kapitäns gebunden, der zu den Räumen der Station Zutritt hat. Reedertelegramme und schiffsdienstliche Telegramme sind in gewissen Fällen von der Bordgebühr befreit. E.

Gesetz über drahtlose Telegraphie auf Seeschiffen in Amerika [2]). (El. World, Bd. 60, 1912, S. 183.) Am 23. Juli ist in den Vereinigten Staaten ein Gesetz erlassen worden, wonach Schiffe, die den Ozean oder die großen Binnenseen befahren und 50 oder mehr Personen an

1) Elektrot. Ztschr. 1912, S. 348.
2) Vgl. Elektrot. Ztschr. 1912, S. 855.

Bord haben, mit funkentelegraphischen Apparaten von mindestens 100 Meilen Reichweite ausgerüstet sein müssen. Damit durch eine Störung der Schiffsmaschinen die drahtlose Telegraphie nicht ebenfalls außer Wirksamkeit gesetzt wird, haben sie eine Kraftquelle an Bord zu führen, die für sich allein in der Lage ist, die funkentelegraphischen Sendeapparate mindestens 4 Stunden zu speisen. Zur Bedienung dieser Apparate müssen zwei oder mehr gewandte Telegraphisten vorhanden sein, von denen stets einer Dienst zu tun hat. Frachtschiffe dürfen statt des zweiten Telegraphisten ein Mitglied der Mannschaft verwenden, das Notsignale aufnehmen und bei der Unterhaltung eines beständigen funkentelegraphischen Wachdienstes, soweit er für die Sicherheit des Lebens notwendig ist, mitwirken kann. Das Gesetz tritt für Schiffe auf den großen Seen am 1. IV. 1913, für Ozeandampfer am 1. VII. 1913, für andere Schiffe am 1. X. 1912 in Kraft. Auf Schiffe, die zwischen weniger als 200 Meilen voneinander entfernten Häfen verkehren, findet es keine Anwendung. E.

Funkentelegraphie in der deutschen Südsee. (Dtsch. Verk.-Ztg., Bd. 36, 1912, S. 335.) Zur Anschließung der deutschen Schutzgebiete in der Südsee an das Welttelegraphennetz hat die Reichs-Postverwaltung der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin und der Deutsch-Niederländischen Telegraphengesellschaft in Köln gemeinsam auf die Dauer von 20 Jahren eine Konzession für die Herstellung und den Betrieb eines Funkentelegraphennetzes erteilt, das zunächst vier Stationen umfaßt, und zwar: in Jap (Westkarolinen), in Rabaul (Sitz des Gouvernements von Deutsch-Neuguinea), in Nauru (Marschall-Inseln) und in Apia (Sitz des Gouvernements von Samoa). Zur Ausübung des Betriebes dieser Stationen wird von den genannten Unternehmern demnächst seine Aktiengesellschaft gegründet werden. Das Anlagekapital ist auf 2100000 M. festgesetzt worden. Davon sollen 1300000 M. in Aktien und 800000 M. in $4^1/_2$ prozentigen Obligationen aufgebracht werden. Das Reich zahlt eine jährliche Beihilfe, die so bemessen ist, daß eine ausreichende Verzinsung und Tilgung des Anlagekapitals gewährleistet ist. Von den einkommenden funkentelegraphischen Gebühren fließt ein Teil der Gesellschaft zu. Die vier Stationen werden gleichmäßig ausgerüstet, und zwar muß mit Rücksicht auf die ungünstigen atmosphärischen Verhältnisse in der Südsee ein großer Stationstyp gewählt werden. Für den Verkehr mit Schiffen auf nahe Entfernungen erhält jede Station eine Zusatzanlage

für 5 KW. Schwingungsenergie in der Antenne. Wenn keine außergewöhnlichen Schwierigkeiten auftreten, werden die Stationen Jap und Rabaul voraussichtlich vor April 1913 in Betrieb genommen werden können. E.

(Eingesandt 25. September 1912.)

Telefunken-Rechenschieber.[1])

Für die in der drahtlosen Telegraphie vorkommenden Rechnungen ist in der besonderen Ausführung des Telefunken-Rechenschiebers die Möglichkeit gegeben, die Rechnungen zu vereinfachen. Es sind zu diesem Zweck besondere Skalen angebaut, sowie auch an den vorhandenen 9 Skalen besondere Beziehungen angebracht. Es kommen folgende Skalen zur Anwendung: I und VII sind normale mm-Skalen, II und III normale logarithmische Skalen von 1—100, IV und V normale logarithmische Skalen von 1—10, VI logarithmische Skala mit der Teilung 6,28—62,8, VIII und IX besonders berechnete Skalenteilung.

Mit Hilfe dieses Rechenschiebers lassen sich leicht verschiedene Berechnungen ausführen, wie aus den nachstehenden Beispielen ersichtlich ist. Die am häufigsten vorkommende Rechnung ist die Bestimmung der Wellenlänge aus der Selbstinduktion und der Kapazität nach der Thomsonschen Gleichung:

$$\lambda = 2\pi\sqrt{L \cdot C}$$

wobei λ = Wellenlänge in Zentimeter, L = Selbstinduktion in Zentimeter und C = Kapazität in Zentimeter bedeutet. Man bildet das Produkt von L und C auf den Skalen II und III und liest das Ergebnis mittels des Läufers auf der Skala VI als Wellenlänge ab. Bei einer Selbstinduktion von 2 cm und einer Kapazität von 3 cm ergibt sich, wie aus Fig. 1 ersichtlich, eine Wellenlänge von 15,4 cm. — Bei großen Zahlen benutzt man die aufgetragenen Bezeichnungen $\times$ 100 oder $\times$ 10. Es wird das Produkt von L und C wie vorhin in den

---

1) Wer sich für die allgemeine Theorie von Rechenschiebern interessiert sei verwiesen auf das ausgezeichnete Buch „Theorie und Praxis des logarithmischen Rechenschiebers" von Dr. Lothar Schrutka Edlem von Rechtenstamm. Verlag Franz Deuticke, Leipzig u. Wien 1911.

S. ferner Karl Treven, Der Gebrauch des logarithmischen Rechenschiebers und des Präzisionsschiebers (im gleichen Verlag).

Die Redaktion.

Skalen II und III ausgeführt und das Produkt in VI abgelesen. Die Erleichterung der Rechnung besteht darin, daß 2 Dezimalen in den Zahlen der obigen Skalen II und III eine Dezimale der Skala VI entspricht. Bei $L = 9500$ cm und $C = 24000$ cm finden wir, wie aus Fig. 2 ersichtlich, $\lambda = 95000$ cm $= 950$ m.

Außer diesen beiden Berechnungen ermöglicht der Rechenschieber noch die Bestimmung der Kapazität aus der Wellenlänge und Selbstinduktion, der Selbstinduktion aus der Wellenlänge und Kapa-

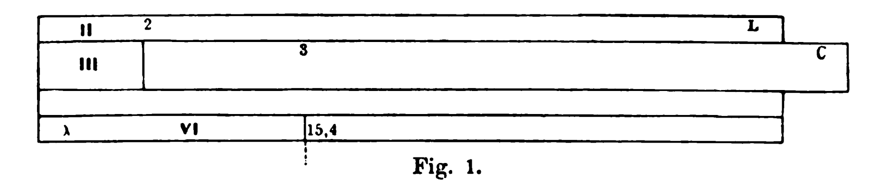


Fig. 1.

zität, der Dämpfung, des Widerstandes aus der Dämpfung und umgekehrt sowie eine direkte Widerstandsbestimmung.

Die Bestimmungen der Dämpfung und des Widerstandes seien hier kurz ausgeführt.

Bei den sog. gedämpften elektrischen Schwingungen sinkt die Stromstärke mit jeder Schwingung. Die Ursache dieses Sinkens liegt

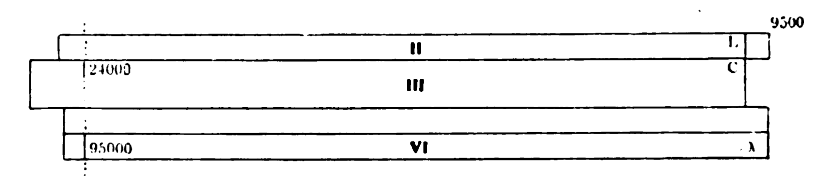


Fig. 2.

in der Dämpfung, d. h. in dem Energieverlust in den Widerständen, durch die der Strom fließt. Zur Berechnung der Dämpfung benutzt man die Formel von Bjerknes

$$\vartheta = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C_1 - C_2}{Cr}$$

worin bedeutet: ϑ logarithmischer Dämpfungsfaktor, Cr die Kapazität des Wellenmessers bei der Resonanz und C_1 und C_2 die Kapazitäten des Wellenmessers bei der Erhaltung des halben Ausschlages im Indikator. Man bestimmt den Quotienten aus $C_1 - C_2$ und Cr, bringt

den Läufer auf den Strich $\frac{\pi}{2}$ (Skala IV) und liest darunter die Dämpfung auf der Skala V ab. Statt der Kapazitäten werden gewöhnlich die Wellenmessergrade direkt abgelesen unter Berücksichtigung, daß die Anfangskapazität bei Nullstellung meistens 4° beträgt. Wie aus Fig. 3 ersichtlich, ergibt sich bei $C_1 - C_2 = 48{,}5^\circ - 43{,}5^\circ = 5^\circ$ und $Cr = 46^\circ$ eine Dämpfung $\vartheta = 0{,}1708$.

Bei der direkten Widerstandsbestimmung muß in den

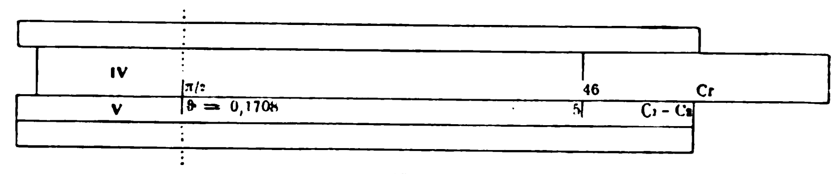


Fig. 3.

Schwingungskreis ein vollständig induktionsloser Widerstand von einer solchen Größe eingeschaltet werden, daß die Stromstärke auf einen gewissen Betrag sinkt. Telefunken baut zu diesem Zweck besondere Widerstände, deren Größe durch bequemes Umschalten auf zwei ver-

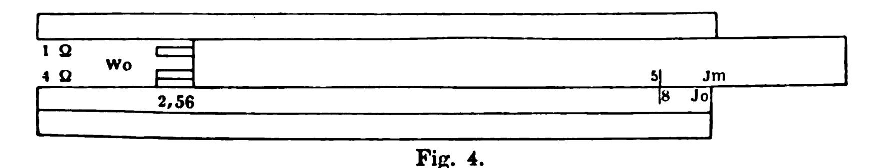


Fig. 4.

schiedene Werte gebracht werden kann. Zur Rechnung wird folgende Formel benutzt:

$$Ro = \frac{Jm^2}{Jo^2 - Jm^2} \cdot Rm$$

wo Ro den gesuchten Widerstand, Rm den Meßwiderstand, Jo den ursprünglichen Wert des Stromes und Jm den Meßwert des Stromes bedeutet. Man löst die Gleichung, indem man den Quotienten von Jo und Jm (Skalen IV u. V) bildet und direkt auf der inneren Skala entsprechend der passenden Widerstandsskala abliest. Bei $Jo = 8$ Amp., $Jm = 5$ Amp. und $Rm = 4$ Ohm ergibt sich, wie aus Fig. 4 ersichtlich, $Ro = 2{,}56$ Ohm.

Auf der Rückseite des Rechenschiebers befinden sich einige aus-

gewählte Formeln, die in der Elektrotechnik am häufigsten gebraucht werden. In der Tabelle „Elektrische Maßeinheiten" sind die Größen im C. G. S.-System ausgedrückt, und zwar elektrostatisch und elektromagnetisch. Die gegenseitige Beziehung der elektrischen, mechanischen und kalorimetrischen Einheiten ist in übersichtlicher Weise angeordnet. Die Tabellen für Metalle und Isolatoren enthalten die spezifischen Gewichte und die spezifischen Widerstände bzw. die Dielektrizitätskonstanten und die Durchschlagsfestigkeiten.

Der Telefunken-Rechenschieber[1]), der auch als gewöhnlicher, logarithmischer Rechenstab benutzt werden kann, wird von der Firma Dennert & Pape in Altona vertrieben. Der Preis beträgt 15 Mark.

Th.

1) Auf dem uns vorliegenden Exemplar ist die untere Skala des Schiebers irrtümlich mit J_1 anstatt mit J_m bezeichnet; auch scheinen uns noch einige Verbesserungen des Rechenschiebers besonders bezüglich der Ablesungen von Widerstandswerten wünschenswert. Die Redaktion.

(Eingesandt 15. Dezember 1912.)

Drahtlose Telegraphie.

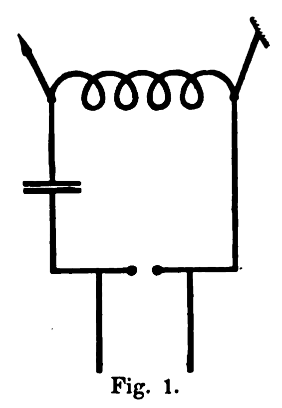
Vortrag von Graf Georg v. Arco vor der 84. Jahresversammlung des Vereins Deutscher Naturforscher und Ärzte in Münster i. W. 1912.

Nach einführenden und auch die anwesenden Nichtfachleute allgemein informierenden Ausführungen ließ sich unser hochverehrter Mitarbeiter über die Neuerungen der letzten Zeit wie folgt aus:

Die beiden Hauptformen des hochfrequenten Wechselstromes sind die der gedämpften und ungedämpften Schwingungen. Der ungedämpfte hochfrequente Wechselstrom unterscheidet sich von dem technisch sonst üblichen nur durch die Periodenzahl: 50000 bis hinauf in die Millionen Perioden statt 50! Zur Erzeugung ungedämpfter hochfrequenter Ströme dienen bisher die Lichtbogenmethode und die Hochfrequenzmaschine.

Die „gedämpften", durch Funkenentladungen erzielten, herrschen heute noch auf der ganzen Linie. Die gedämpfte Schwingung besitzt im Gegensatz zur ungedämpften zwei Charakteristika: neben der Zeitperiode der Hochfrequenz noch die Periode der einzelnen Funkenentladungen, die sogenannte Funken- oder Gruppenfrequenz. Die Gruppenfrequenz erhöht die Selektion der Anlagen, und ihr Vorhandensein ist ein Vorzug der gedämpften Schwingungen.

Das nebenstehende Schaltungsschema (Fig. 1) zeigt einen Erregerkreis zur Erzeugung von Hochfrequenzstrom aus gewöhnlichem technischen Gleichstrom oder Wechselstrom geringerer Frequenz durch Funkenentladungen. Der Generator besteht aus einem Kondensator, einer Induktionsspule und einer Unterbrechungsstelle in der Verbindungsleitung beider, der Funkenstrecke. Beim elektrischen Umformungsvorgange wird der Kondensator aus der Stromquelle während relativ langer Zeit aufgeladen, und in dem Moment, wo seine Spannung einen bestimmten Wert erreicht hat, wird die Luftisolation der Unterbrechungsstelle durch eine Funkenentladung durchbrochen. Durch den Funkenübergang wird die Luftstrecke leitend, und es bildet sich ein Wechselstrom, dessen Periode nach dem Thomsonschen Gesetz durch die Größe der Kapazität und der Selbstinduktion gegeben ist. Daß diese nur von mechanisch ruhenden und auch sonst konstanten Größen abhängt, ist ein sehr großer Vorteil, den die Schwingungserzeugung durch Funken vor den übrigen Methoden voraus hat.


Fig. 1.

Da eine Energienachlieferung aus der Ladeleitung während der Entladungszeit ausbleibt und andererseits durch die Wärmeverluste hauptsächlich in der Funkenstrecke, daneben auch im Kondensator und in der Spule, die schwingende Energie absorbiert wird, so hört nach einer Anzahl von Wechselstromschwingungen der Funkenübergang auf. Der Bereich der Schwingungszahlen eines solchen Generators ist sehr groß. Denn durch Veränderung des Kondensators und der Induktionsspule kann die Periodenzahl des Entladungsstromes fast in beliebigen Grenzen verändert werden, von vielen Millionen Schwingungen bis herab zu einigen Hundert pro Sekunde.

Während des Funkenüberganges wird die Funkenstrecke leitend, ihr Widerstand ist aber nicht konstant, sondern ändert sich mit der augenblicklich fließenden Stromstärke. Da diese aber im Laufe der Entladung abnimmt, so steigt der Funkenwiderstand von kleinen Anfangswerten bis zu unendlichen auf. Die Ladeleitung bleibt dauernd mit dem Kondensator verbunden. Solange der Widerstand in der Funkenstrecke klein ist, also solange der Funkenübergang dauert, besteht eine Art Kurzschluß der Ladequelle.

Das Abklingen der Schwingungen im Erregerkreis soll jetzt durch

eine rotierende Geißlerröhre, die durch einen Motor in Rotation gesetzt wird, gezeigt werden. Bei jeder Funkenentladung, bzw. während jedes Schwingungszuges leuchtet die Röhre (Fig. 5). Sie bewegt sich dabei mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit, so daß beim nächsten Funken das Aufleuchten an einer neuen Stelle erfolgt. Mit der zunehmenden Dauer jedes einzelnen Schwingungszuges wächst auch die Leuchtdauer der Röhre. Die Zeitdauer wird so als Breite des leuchtenden Bandes erkenntlich.

Die erste erfolgreiche Schaltungsweise, welche zur Speisung eines solchen Erregerkreises eines Luftdrahtes mit hochfrequenter Energie dient, stammt von Braun-Straßburg. Diese ist eine Fundamentalanordnung der drahtlosen Technik seit dem Jahre 1898 geworden, und über 99% aller Stationen sind mit ihr ausgerüstet. Das Schaltungsschema in Fig. 1 zeigt den Braunschen Sender. In der einfachsten Ausführungsform erhält die Induktionsspule des Erregerkreises zwei Klemmen, und an diese werden die Enden des Luftdrahtes und der Erdleitung angeschlossen. Ebenso wirkt eine induktive Übertragung, bei welcher der Luftdraht eine besondere Spule erhält, welche durch das magnetische Feld der Erregerspule mit dieser verbunden ist. Der Erregerkreis ist hiernach der Generator der schnellen Schwingungen und der mit ihm konduktiv oder induktiv verbundene Luftleiter der Radiator: eine schöne und klare Trennung der beiden Hauptfunktionen. So einfach die Anordnung aussieht, so kompliziert gestaltet sich jedoch ihre Arbeitsweise, nämlich die Energieübertragung aus dem Erregerkreis in den Luftdraht. Am leichtesten kann man die elektrischen Vorgänge an zwei gleichgestimmten mechanischen Pendeln veranschaulichen. Das eine Pendel versinnbildliche den Erregerkreis, dem durch Anstoßen mechanische Energie zugeführt wird, und die er in Eigenschwingung umformt. Das andere Pendel stelle den Luftdraht dar, welcher elektrisch ebenfalls ein schwingungsfähiges Gebilde ist, und der durch richtige elektrische Bemessungen auf die gleiche Schwingungszahl wie der Erreger gebracht sei. Die mechanische Energie wird aus dem Erregerkreis auf den sekundären durch einen elastischen Faden übertragen, der beide Systeme miteinander koppelt. Man spricht von einer Koppelung von 20% dann, wenn bei jeder der fünf ersten Schwingungen im Mittel 20% der Energie dem anderen Pendel zugeführt wird. Nach Anstoß des Erregerkreises sieht man, daß die Ausschläge abnehmen, während die des zweiten Pendels anwachsen. Nach einigen wenigen Schwingungen ist die Energie aus dem Erregerkreis in den Luftdraht übertragen. Nun besteht die Koppe-

lung weiter und bewirkt, daß jetzt umgekehrt die Schwingungsenergie aus dem Luftleiter in den Erregerkreis zurückgeht, so daß die Schwingungen des Luftleiters kleiner und die des Erregerkreises größer werden. Es treten mehrfache Energieschwebungen auf. Nur durch sehr lose Koppelung kann man erreichen, daß die Energie ohne Schwebung übertragen wird, nämlich in genau dem Tempo, wie sie sekundär verbraucht wird, so daß ein Rückfluten nicht mehr stattfindet. Für den praktischen Betrieb hat sowohl die lose wie die feste Koppelung gewisse Vor- und Nachteile.

Bei den meisten Braunsendern sind die Koppelungen in der Praxis so gewählt, daß ein mehrmaliges Hin- und Herfluten der Energie

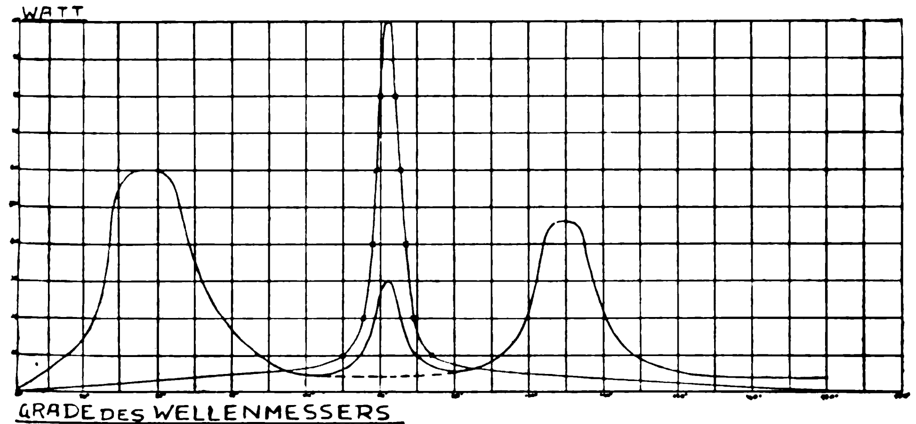


Fig. 2.

eintritt. Für die Fernwirkung hat das Energiependeln zur Folge, daß statt der einen Schwingung, auf welche beide Schwingungssysteme gestimmt sind, zwei Frequenzen wahrzunehmen sind, von denen die eine kleiner, die andere größer ist als die Grundfrequenz der beiden ungekoppelten Kreise. Den Nachweis führt man in der Regel durch einen dritten Schwingungskreis, einen Empfangskreis, einen sogen. „Wellenmesser", dessen Schwingungszahl kontinuierlich variabel ist. Fig. 2 zeigt eine so aufgenommene Kurve, aus der die Zweiwelligkeit eines gekoppelten Systems zu ersehen ist. Jeder Schwingungskreis ist genau auf 450 m Welle abgestimmt, und die Kreise sind mit 23 % gekoppelt. Die Zweiwelligkeit will ich nicht zeigen, wohl aber die für die Braunsender charakteristische Abhängigkeit der Funkendauer im Erreger von der sekundären Dämpfung. Wir ver-

binden dazu jetzt mit dem elektrischen Erregerkreise einen Luftdraht, und zwar keinen wirklichen, sondern einen künstlichen, bestehend aus einem Kondensator, einer Induktionsspule und einem Widerstand, und beobachten die Schwingungsvorgänge in beiden Kreisen mit je einer Geisslerröhre. Beide Röhren werden gemeinsam von einem Motor in Rotation gehalten. Die Breite der leuchtenden Bänder beider Röhren sind jetzt vollkommen gleich. Gleichgültig, ob sekundär eine größere oder kleinere Dämpfung vorhanden ist. Bei geringen sekundären Dämpfungen haben wir beim Braunsender langdauernde Kurzschlüsse der Ladeleitung und müssen zur Milderung dieser Widerstände einschalten. Diese bewirken eine Verzögerung der Kondensatoraufladung und machen es unmöglich, hohe Ladefrequenzen und hohe Funkenfolgen anzuwenden. Diese erstrebte man von dem Zeitmoment ab, wo man im Empfänger die sekundliche Energie des Senders durch quantitativ arbeitende Detektoren ausnutzen konnte. Man bemühte sich, die Ladefrequenz, d. h. die Funkenzahl des Senders pro Sekunde, zu vergrößern. Die Folge der langdauernden Ladekurzschlüsse waren Lichtbogenbildungen in der Funkenstrecke an Stelle der Funkenentladungen. Sowohl diese Begrenzung als auch die Zweiwelligkeit sind zwei große Nachteile der Braunschen Anordnung. Der letztere Übelstand war übrigens von seinem Erfinder selber schon vor Jahren bereits erkannt worden. Braun meinte, „man müsse in den Erregerkreis eine Einrichtung hineinlegen, die ihn öffne und abschalte, also unschädlich mache im Moment, wo er seine Energie abgegeben hätte". Aber es dauerte lange, bis eine solche Einrichtung gefunden wurde.

Beseitigt wurde dieser Übelstand erst durch die Entdeckung von M. Wien, welche dieser im Jahre 1906 in der Physikalischen Zeitschrift veröffentlichte. Ehe ich hierauf eingehe, möchte ich eine zeitlich viel später erfolgte Erfindung Marconis (etwa 1910) erwähnen, mit der ebenfalls das Rückfluten der Antennenenergie verhindert wird. Ich erwähne sie deshalb eher, weil sie der alten Braun-Anordnung nähersteht als die Wiensche Methode. Es ist dies eine Funkenstrecke (Fig. 3), bei welcher die eine Elektrode stillsteht, während die andere sehr rasch vorbeirotiert. Rotierende Funkenstrecken waren teils von Marconi und von anderen vorher benutzt worden. Aber etwa von 1910 ab vermehrte Marconi die Geschwindigkeit bis an die äußerste, mechanisch zulässige Grenze und veränderte gleichzeitig die Koppelung zwischen Erreger und Antenne so lange, bis die Funken klein und mager wurden. Er erreicht so, daß die Funkenstrecke in dem Moment abreißt, in dem die Erreger-

energie übertragen ist. Abgesehen von der mechanischen Komplikation einer solchen, mit sehr hoher Umfangsgeschwindigkeit rotierenden Funkenstrecke und dem Übelstande des notwendigen Synchronismus mit dem Generator arbeitet die Funkenstrecke gut. Soll das Abreißen

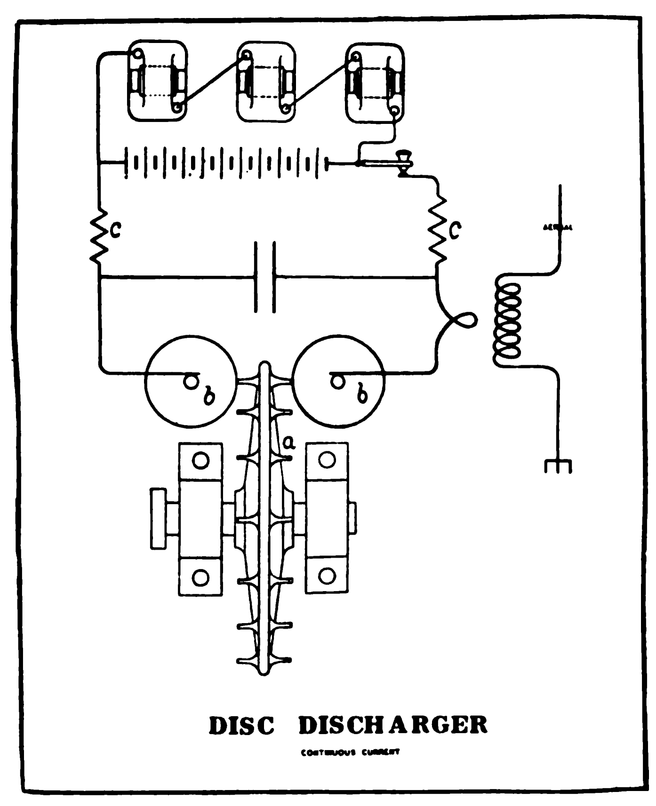


Fig. 3.

z. B. nach 20 Schwingungen des Erregers bei 100000 Perioden und bei 200 m Elektrodengeschwindigkeit erfolgen, so haben sich die Elektroden in dieser Zeit um $\frac{20}{100000} \cdot 200\ \mathrm{m} = 4\ \mathrm{cm}$ voneinander entfernt. Nehmen wir 1 cm Minimalfunkenlänge an, so ist diese beim Abreißen vervierfacht. Man sieht, daß bei Schwingungszahlen bis 100000 hinauf bei dieser hohen Geschwindigkeit das Abreißen gut eintritt. In der Tat kann man bei dem mit dem „Marconi-Disc-discharger" aus-

gestatteten Großstationen völlige Einwelligkeit der Fernwirkung feststellen.

Kehren wir jetzt zu dem Wienschen Verfahren wieder zurück. Bei Untersuchung eines gekoppelten Braunsenders, bei welchem Wien die übliche Zweiwelligkeit bei ziemlich enger Koppelung vorfand, stellte er die Funkenstrecke auf den kleinen Abstand von $^1/_2$ mm ein. Nun zeigte sich plötzlich Dreiwelligkeit, die hier aus der Wienschen Originalkurve (Fig. 2) zu ersehen ist. Wien verringert den Funkenabstand alsdann auf 0,2 mm und erhielt nun statt der Dreiwelligkeit nur eine einzige Schwingung, und zwar eine solche, deren Frequenz gleich ist derjenigen der ungekoppelten beiden Systeme. Wien gab sofort die richtige Erklärung des genannten Vorganges in dieser Veröffentlichung, indem er darauf hinwies, daß bei Anwendung sehr kleiner Funkenstrecken die Energie aus dem Erregerkreis in den Sekundärkreis infolge der hohen Dämpfung und eines schnellen Auslöschens der Funkenstrecke des Erregerkreises nur einmal übertragen wird, so daß ein Rückfluten ausbleibt. Er konstatiert ferner, daß bei dieser, von ihm mit Stoßerregung bezeichneten Einrichtung das sekundäre System mit Eigenschwingung und Eigendämpfung ausklingt.

Man kann diesen Vorgang aus dem mechanischen Demonstrationsmodell sehr hübsch zeigen, wenn man den Koppelungsfaden in dem Momente durchschneidet, in dem die Energie in den Sekundärkreis übergeführt wird.

Bei den Wienschen ersten Versuchen war die umgesetzte Energie zu klein für die praktischen Bedürfnisse der drahtlosen Telegraphie. Die Telefunken-Gesellschaft erkannte bald die große Bedeutung des Wienschen Verfahrens und konzentrierte ihre ganze Laboratoriumstätigkeit auf die Ausarbeitung desselben, hauptsächlich nach der Seite hin, mehr Energie umzusetzen. Der erste Weg für die Energievermehrung bestand in einer Erhöhung der Ladefrequenz. Die Kurzschlußzeiten der Funkenstrecke sind gegenüber dem Braunschen Sender erheblich verringert und damit auch die aus der Ladequelle nachströmende Energie in die Funkenstrecke. Es gelang daher, die Funkenfolge von 100 pro Sekunde auf 1000 und mehr zu erhöhen. Die bisher benutzten Hilfsmittel, um die Energienachlieferung zu verringern, nämlich die Drosselspulen oder die erhebliche Streuung der Transformatoren konnten vermindert werden. Die hohe Funkenfolge, namentlich die als Ton gehörte regelmäßige, brachte den Vorteil der Verringerung des Einflusses der atmosphärischen Störungen am Empfänger. Bald war aber die obere Grenze der Funkenfolge erreicht aus Gründen, die ich

später auseinandersetzen werde. Die weitere Energiesteigerung erzielte Telefunken durch Erhöhung der Ladespannung, und zwar durch Anwendung vieler kurzer, in Reihe geschalteter Funkenstrecken. Die an sich bekannte Serienfunkenstrecke wurde zum ersten Male für das Wiensche Verfahren von Telefunken angewendet. Wir sehen daher bei allen modernen Telefunkenstationen nach dem System der „tönenden Löschfunken" Serienfunkenstrecken, und zwar um so zahlreichere, je größer die umzusetzende Energie ist. Die kleine Station hier im

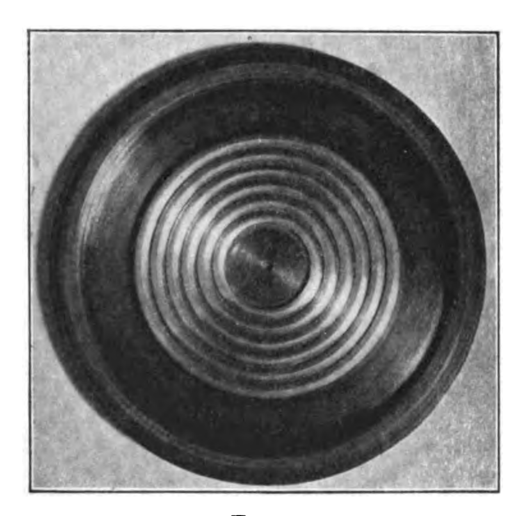


Fig. 4.

Saal, welche 1,5 Kilowatt erzeugt, arbeitet mit 8 Funkenstrecken in Reihe, während z. B. die Nauener Station für 100 Kilowatt im Luftdraht etwa 150 Funkenstrecken benutzt. Eine weitere Energiesteigerung wird erreicht durch die Benutzung eines die Wärme gut leitenden Materials für die Elektroden, nämlich von Kupfer und Silber. Die Form der Elektroden zeigte sich als relativ belanglos. Jede Form ist geeignet, bei welcher gute Wärmeabfuhr eintritt.

Die modernste Form ist ähnlich den ganz alten Ringelektroden von Telefunken, nur daß eine Reihe solcher Ringe konzentrisch auf jeder Elektrode eingedreht sind. Wir nennen diese Elektrode Rillenfunkenstrecke (Fig. 4).

Ferner fand Telefunken, daß für jeden Sender der Löschvorgang nur bei einem bestimmten kritischen Koppelungsgrade gelingt. Das

Eintreten des günstigsten Koppelungsgrades wird dadurch kenntlich, daß erstens die Funken in der Funkenstrecke plötzlich mager, klein und leiser werden, und zweitens, daß im Sekundärkreis die Energie steigt.

Wir betrachten die Vorgänge wieder mit den beiden Geißlerröhren (Fig. 5) und werden hierbei einen Unterschied, der alten Braunschen Anordnung gegenüber, sofort erkennen. Die von der primären Energie gespeiste Röhre zeigt ein sehr schmales Band (innen),

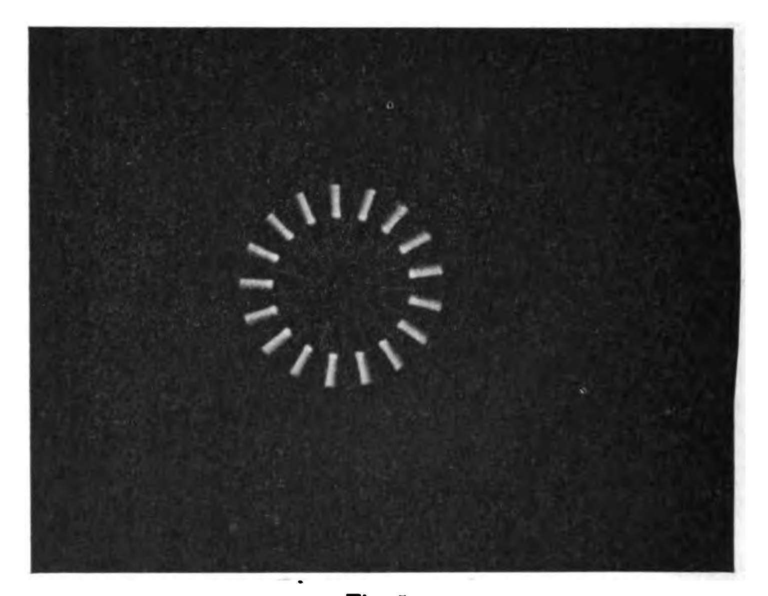


Fig. 5.

d. h. der Primärkreis schwingt nur kurze Zeit und hat sehr gedämpfte Schwingungen. Er macht demnach auch sehr geringe Zeiten Kurzschluß. Die Röhre im Sekundärkreis dagegen zeigt ein breites Rand (außen) und demnach geringe Dämpfung. Wird jetzt der Widerstand im Sekundärkreis vergrößert (Fig. 6), so werden die Bänder der zweiten Röhre schmaler, während sich die der ersten Röhre kaum ändern.

Die Bilder Fig. 5, 6 ergeben sich bei der Welle 3200 m, sehr kleiner Dämpfung und 500 Funken. Geht man zu 1000 Funken über Fig. 7), so ähnelt das Bild schon demjenigen ungedämpfter Schwingungen. Die dunklen Pausen zwischen den leuchtenden Streifen sind fast vollkommen verschwunden. Erst bei stärkerer Sekundärdämpfung

werden sie sichtbarer. Bei 500 Funken dagegen sind sie auch bei kleiner sekundärer Dämpfung noch annähernd so breit wie die leuchtenden Streifen. Welches Verhältnis der leuchtenden Streifen zu den dunklen oder der Wellenzüge zu den Pausen ist für die Ausnutzung am Empfänger wünschenswert? Nehmen wir die Pause gleich dem Wellenzug, so ist die Energieverteilung — ungefähr — am günstigsten. Werden die Pausen kleiner, so wirkt das Ganze wie Gleichstrom, so daß das Telephon nicht tönt.

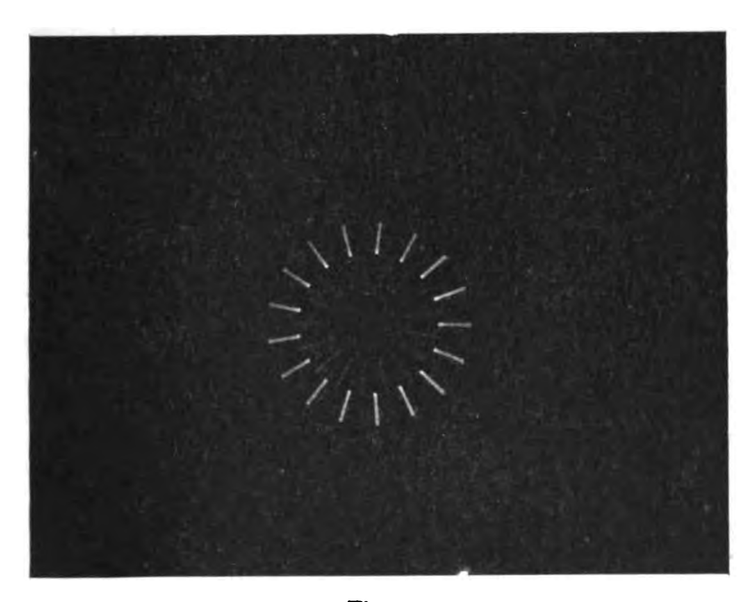


Fig. 6.

Hier möchte ich noch auf eine für alle Löschfunkenmethoden anwendbare Erfindung hinweisen, durch welche der Löscheffekt gesteigert werden kann, so daß eine leichtere Einstellbarkeit und größere Reinheit des Tones und andere Vorteile ermöglicht werden. Bisher wurde die Durchschlagsfestigkeit der Funkenstrecke so gering gewählt, daß sie von der Ladespannung durchbrochen werden konnte. Bei der neuen Methode, der „Hilfszündung", welche von Dr. Alex. Meißner, Obering. der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, stammt, ist die Durchschlagsfestigkeit größer und die Ladespannung zum Durchbrechen derselben daher nicht ausreichend. Vor dem Funkenübergang wird

durch hochfrequente Hilfs- oder Zündenergie die Funkenstrecke leitend gemacht, bei 1000 Funken 1000 mal pro Sekunde.

Hierauf basiert ein ruhender Gleichstrom-Wechselstromumformer von 200—500 Perioden (Fig. 8). Ein auf diese Wechselzahl gestimmter Erregerkreis mit sehr großem Kondensator und entsprechender Selbstinduktion ist mit einer Löschfunkenstrecke ausgestattet und an die Lichtleitung von 110—220 Volt angeschlossen. Durch regelmäßige Zündung der Löschfunkenstrecke wird im Erreger ein Wechselstrom

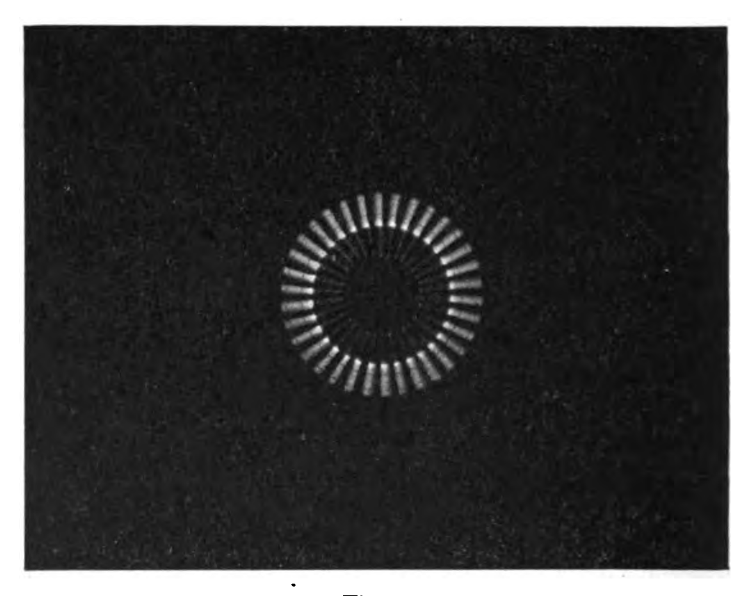


Fig. 7.

erzeugt, dessen Spannung auf 10000 Volt transformiert zur Speisung eines normalen tönenden Senders dient. Bei 500 Funken beträgt etwa die Antennenenergie 0,5 Kilowatt, während für die Zündung etwa 50 Watt verbraucht werden. Mit mehreren Unterbrechern von verschiedener Unterbrechungszahl — hier vier Unterbrecher — werden verschiedene Töne erzeugt, wobei das Tasten durch Ein- und Ausschaltung des Zündstromes ohne Unterbrechung des Hauptladestromes erfolgt.

An dieser Stelle möchte ich auf die Wirkung der Funkenfolge auf die Senderfunktionen genauer eingehen. Nachstehende Tabelle zeigt, historisch geordnet, die bisher benutzten Funkenfolgen und Wellen-

längen. Das starke Ansteigen fällt zeitlich zusammen mit der Einführung der Wienschen Methode aus den bereits erörterten Gründen. Merkwürdig erscheint die verringerte Funkenfolge in letzter Zeit bei

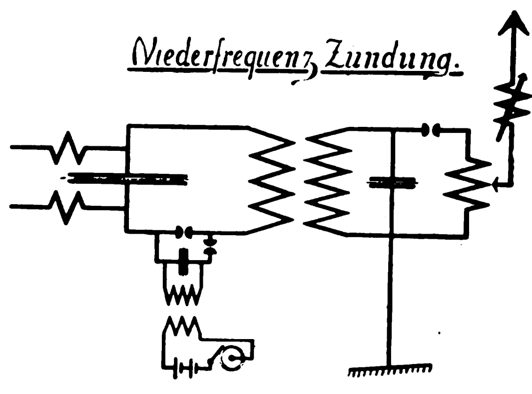


Fig. 8.

Großstationen. Diese ist leider notwendig geworden durch die bei Großstationen benutzten Wellenlängen.

Jahreszahl	Funkenzahl	Wellenlänge
1890—99	10—20	100— 300 m
1899—07	20—100	300— 1500 m
1907—12	1000—2000	1500—10000 m
Groß-Stat.	500	1500—10000 m
		Intern. Welle 300, 450—1600 m

Marconi beobachtete schon 1903 bei seinen ersten transatlantischen Versuchen, daß die Stärke der Signale bei Tage, d. h. zur Zeit der Beleuchtung, erheblich zurückging. Etwas später beobachtet er, daß diese Schwächung bei längeren Wellen geringer war als bei kürzeren. Er führte daher für den Tagesverkehr große Wellen ein. Die Telefunken-Gesellschaft fand bei späteren Versuchen diese Beobachtungen bestätigt. Die Fig. 9 zeigt eine Intensitätsbestimmung bei verschiedenen Tages- und Nachtzeiten für eine kürzere und eine längere Welle. — Der Unterschied wird um so größer, je größer die Entfernung, je gebirgiger das Zwischengelände und je größer der Unterschied der mittleren räumlichen Helligkeit und je kürzer die benutzten Wellen sind.

Es ist relativ leicht, lange Wellen, d. h. Hochfrequenzströme

niedrigerer Periode herzustellen, aber es ist sehr schwer, diese mit gutem Wirkungsgrade auszustrahlen. Fig. 10 zeigt den Verlauf der Dämpfung einer Schirmantenne (Drahtlänge gleich Höhe), wenn sie nacheinander erst in der Grundschwingung und dann in steigenden Vielfachen der Grundschwingung erregt wird. Die Dämpfung nimmt erst rasch, dann langsam ab. Wenn man die wohl ziemlich richtige

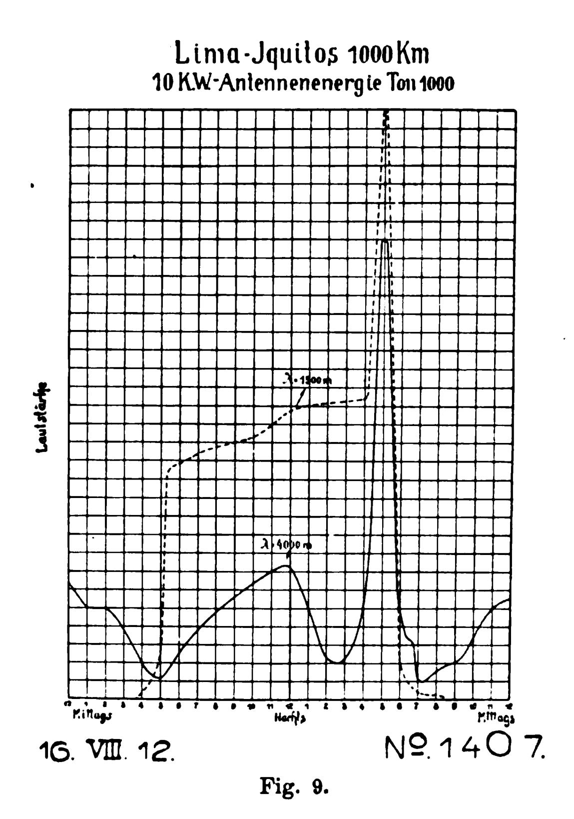


Fig. 9.

Annahme macht, daß die Verlustdämpfung konstant bleibt, und daß die Strahlungsdämpfung etwa von 5 λ ab verschwindend klein ist, so ist die Gesamtdämpfung von 2 λ_0 ab gleich der Verlustdämpfung. Hieraus ist die Kurve für den Strahlungswirkungsgrad einer Schirmantenne gebildet. Man erkennt, daß es ökonomisch unzulässig ist, mit längeren Wellen als etwa 2,5 λ_0 zu arbeiten.

Die Praxis hat gezeigt, selbst bei Telegraphie über Wasser

auf 3200 km (Marconistation Irland—Kanada) Wellen von 6000 m (= 50000 ∼) nötig sind, um tagsüber die gleiche Intensität zu haben wie bei Nacht. Bei größeren Entfernungen, 6000 km (Kanada—Nauen), ist die Tagesintensität selbst bei dieser Welle viel schwächer als die Nachtintensität, d. h. die Welle von 6000 m ist noch zu kurz! Vielleicht würden 10000 m = 30000 ∼ genügen. Wie hoch müßte hierfür der Mast einer Schirmantenne werden, wenn diese Welle bei 2,5 λ_0 ausgestrahlt werden soll? Nach unserer Meinung etwa 500 m,

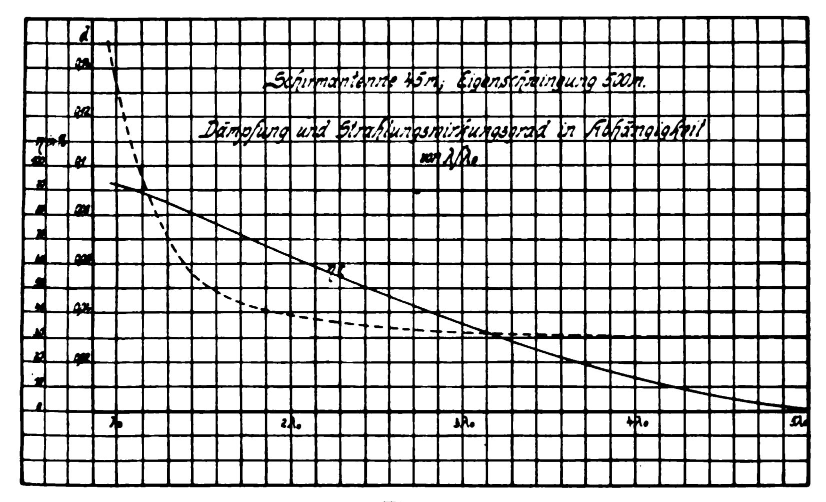


Fig. 10.

d. h. eine Masthöhe, die aus Kostenrücksichten unausführbar ist. Marconi hat daher bei seinen Großstationen bei der größtmöglichen Höhe horizontale Drahtlängen angewendet, und zwar in der Richtung, die abgewendet ist zur fernen Station. Diese gebogenen Antennen geben bei sehr langem λ noch eine relativ große Strahlung und Ökonomie, wenn auch ihr Wirkungsgrad den einer genügend hohen Schirmantenne nicht erreicht.

Für die Beziehungen zwischen Funkenfolge und Wellenlänge habe ich die Kurvenzusammenstellung in Fig. 11 anfertigen lassen. Man sieht, wie bei konstanter Funkenfolge von 1000 die Pausen bei den langen Wellen verschwinden, ja, wie schließlich die Wellenzüge übereinander greifen. Angenommen ist dabei, daß — was in Wirklichkeit nicht eintrifft — der folgende Funke den vom vorhergehenden noch bestehenden Wellenzug in richtiger Phase trifft und daher verstärkt.

Man ersieht ferner aus den Kurven die wachsende Dauer der Kurzschlußzeiten der Ladequelle als horizontale Strecken angedeutet. Wir haben hier eine Erscheinung über ein sehr weites Intervall verfolgt und haben dabei eine Grenze überschritten. Die letzte Kurve zeigt uns nämlich nicht mehr die übliche, von einer Funkenentladung herrührende diskontinuierliche Schwingung, sondern eine kontinuierliche, wenn auch gedämpfte, wie sie im allgemeinen nur durch „Lichtbogen" erzeugt wird.

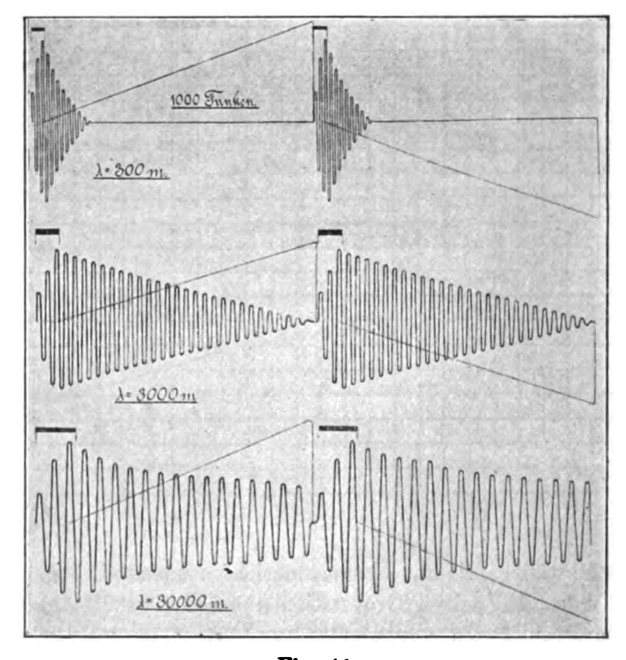


Fig. 11.

Eine praktisch und physikalisch klare Unterscheidung zwischen Funken und Lichtbogen wird dringend in der Praxis gebraucht. Ich wende mich heute an Sie, meine Herren, und insbesondere an die anwesenden hervorragenden Vertreter der Physik mit der Bitte, die Wissenschaft hier entscheiden zu lassen. Ich persönlich möchte vorschlagen, die Vorgänge abzugrenzen durch das Verhältnis von Ladefrequenz zu Hochfrequenz, bzw. unter Berücksichtigung der sekundären Dämpfung durch die Größe der sekundären Restamplitude im Moment, in dem der nächste Funken einsetzt. Die drei Kurven zeigen meiner Ansicht

nach absolut deutlich, daß man nicht von schnellen und langsamen Funken sprechen darf, sondern nur von relativ schnellen, nämlich von der Funkenfolge im Verhältnis zur Hochfrequenzperiode. Bei $\lambda = 300$ m wäre eine Ladefrequenz von 9000 Funken pro Sekunde erst ebenso hoch wie bei $\lambda = 3000$ m die Ladefrequenz 1000.

Überschreiten wir zum Schluß die Grenze und gehen über zu den ungedämpften kontinuierlichen Wellenzügen. Einen praktischen Wert erhalten die ungedämpften Schwingungen meiner Ansicht nach nur als sehr lange Wellen, nämlich für die Schwingungszahlen, für welche, wie eben gezeigt, bei diskontinuierlicher Erregung die Impulszahl sehr niedrig gewählt werden muß, sowohl in Rücksicht auf die Sendervorgänge des Funkenlöschens und des Ladekurzschlusses wie auch in Rücksicht auf die Energieausnutzung an der Empfangsstelle. Höhere Schwingungszahlen kämen höchstens für die Telephonie in Betracht, z. B. für das Sprechen zwischen Schiffen, vorausgesetzt, daß ein gutes, deutlich sprechendes Starkstrommikrophon, das heute noch nicht existiert, zur Beeinflussung von $^1/_2$ oder noch mehr Kilowatt Schwingungsenergie erfunden wird.

Für niedrige Schwingungszahlen und sehr große Energiebeträge, also für die Verhältnisse der Tag und Nacht gleich arbeitenden Großstationen, scheidet die Bogenlampe als Erzeuger aus, da Schwingungsbeträge von mehr als 10 Kilowatt bis heute meines Wissens noch nicht erzielt wurden. Es werden aber 100 oder mehr Kilowatt gefordert.

Dagegen sind die Aussichten der Hochfrequenzmaschine gestiegen, weil so relativ niedrige Periodenzahlen verlangt werden. Die allereinfachsten Ausführungsformen derselben, nämlich Gleichpolinduktor-Maschinen, wie sie von Alexanderson in den Vereinigten Staaten bei der General Electric seit 1907 für Fessenden gebaut wurden, dürften bei 50000 ∼ etwa bis zur Größe von 50 Kilowatt und bei 25000 ∼ bis etwa 75 Kilowatt herstellbar sein. Diese Energiebeträge sind noch zu gering. Günstiger sind die Verhältnisse bei der indirekten Hochfrequenz-Maschinenerzeugung. Das Verfahren von Goldschmidt besteht bekanntlich darin, in der Maschine eine niedrigere Grundperiode, z. B. von 7500 ∼, zu erzeugen und diese durch eine Periodentransformation in der Maschine zu vermehren. Er benutzt dazu die Rückwirkung des Stators auf den Rotor und umgekehrt und verstärkt die einzelnen Periodenstufen durch die Einführung von Kondensatoren, so daß auf die höheren Perioden abgestimmte Schwingungskreise gebildet werden. Um z. B. 60000 Perioden aus der 7500 ∼-Maschine herzustellen, sind 8 Schwingungskreise nötig, wobei in jedem folgenden die

Periode stets um die Maschinenperiode erhöht ist. Zur Vermeidung vieler verlustbringender Transformationsstufen wird eine möglichst hohe Grundperiode gewählt. Diese führt aber zu enormen Umfangsgeschwindigkeiten, welche in Rücksicht auf die sehr dünnen, papierisolierten Rotorbleche und die rotierende Wirkung erhebliche konstruktive Schwierigkeiten mit sich bringen. Laut einer Mitteilung im Elektr. 1912, Heft 15, S. 616, sind mehrere 150 Kilowatt-Maschinen nach dem Goldschmidt-Patent von der Bergmann-Akt.-Ges. fertiggestellt, welche mit 8000 minutlichen Umdrehungen laufen sollen. Zu den mechanischen Verlusten durch Lufttreibung kommen die elektrischen der vielfachen Periodentransformation. Der geistvolle, dem Goldschmidt-Prinzip zugrunde liegende Gedanke hat sich übrigens als nicht neu herausgestellt (vgl. hierzu Veröffentlichung von Prof. Boucherot, Lumière électrique 1893, Bd. XLVII, S. 551).

Auch die Telefunken-Gesellschaft hat sich seit längerer Zeit mit dem Maschinenproblem beschäftigt, ist aber einen anderen Weg gegangen. Die Innehaltung von normalen mechanischen Beanspruchungen in allen Maschinenteilen wurde zur Voraussetzung gemacht, und 180 m Umfangsgeschwindigkeit im massiven Rotor ohne rotierende Wickelung durfte nicht überschritten werden. Das bei uns in Durchbildung befindliche System besteht darin, die Periodensteigerung im Gegensatz zu Goldschmidt außerhalb der Maschine vorzunehmen und die Periode in geometrischer Proportion zu steigern. Entsprechend den für jede Periodenzahl geänderten günstigen Bedingungen ist für jede Periode ein besonderer Transformator vorgesehen, wobei sich ein Eisentransformator mit einseitiger Gleichstrom-Hilfsmagnetisierung als beste Form erwiesen hat. Ein derartiges Verfahren ist für die niedrige Periodenzahl der Meßtechnik schon im Jahre 1902 von Epstein, D.R.P. Nr. 149761, vorgeschlagen worden. Da es aber für niedere Periodenzahl unvorteilhaft arbeitet, weil man den Resonanzeffekt nicht entsprechend ausnutzen kann, wurde seine Bedeutung für die Hochfrequenz nicht erkannt. Der Wert des Verfahrens liegt aber gerade in seiner Anwendung auf die Hochfrequenz, wo man durch Resonanz mit geringen Verlusten zum Ziele kommt. Die schnelle Periodensteigerung ermöglicht bei gleicher Grund- und Endperiode eine erhebliche Ersparnis an Schwingungskreisen und damit an Verlustquellen. Aus 7500 $\sim$ können z. B. 60000 $\sim$ mit nur vier Kreisen hergestellt werden, d. h. mit der halben Stufenzahl wie bei Goldschmidt. Der Maschinenwirkungsgrad wird günstiger, weil Gleichpolinduktortypen, die nur im Stator größere Eisenverluste haben, anwendbar sind. Der

Wirkungsgrad der einzelnen Transformationsstufen fällt nach den bisherigen Erfahrungen allmählich mit steigender Periode, im vorliegenden Beispiel etwa von 85 % auf 60 % ab, so daß der totale Wirkungsgrad annähernd dem moderner Funkenmethoden gleichkommt. Wenn auch so die Bedingungen der Betriebssicherheit und der Energiegrößen erfüllt sind — die AEG. bereitet für Telefunken den Bau eines 500 KVA-Generators vor —, so bleiben zwei schwierige Fragen noch zu lösen: die Konstanthaltung der Periode und ein geeigneter Ton-

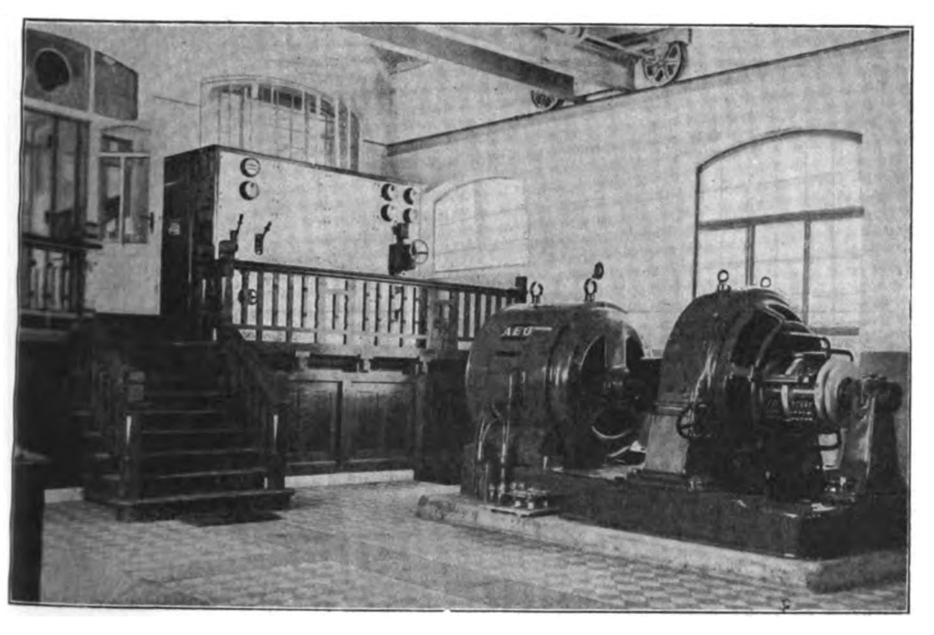


Fig. 12.

empfang. Sobald die geringste Periodenänderung eintritt, ist die Maschinenwirkung gleich der einer gedämpften Schwingung. Selbst $^1/_{10}$ % Periodendifferenz ist bei lose gekoppeltem Empfängerkreis unzulässig. Die automatischen Regulierungen nützen nichts, denn die Korrektur der Tourenzahl setzt eine vorhergegangene Schwankung, die größer als $^1/_{10}$ % war, voraus. Die zweite Schwierigkeit ist die Herstellung eines Tonempfängers. Den Ton an der Senderstelle zu erzeugen ist falsch, denn damit tritt bei allen bisher bekannten Methoden entweder eine Dämpfung ein oder zum mindesten eine Verschlechterung der Zeit- und

Antennenausnutzung, um derentwillen allein gerade die Maschine bevorzugt werden könnte.

Es sind von der AEG. für Telefunken verschiedene Hochfrequenzmaschinen gebaut und hiermit in Nauen wochenlang Versuche gemacht worden. Eine interessante Frage ist dabei entschieden worden. Wir haben mit ein und derselben Antenne, mit genau dem gleichen Energie-

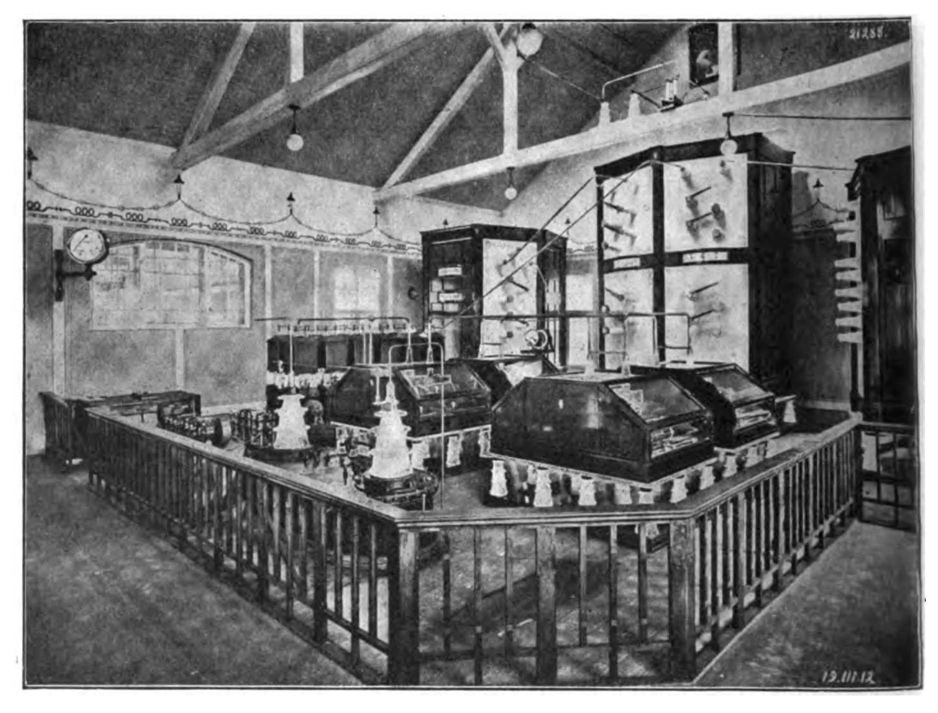


Fig. 13.

betrage von 2 Kilowatt in der Antenne und der Welle 3500 m abwechselnd mit ungedämpften und tönenden Löschfunken von etwa 0,05 Dämpfung Vergleichsmessungen in mehreren Empfangsstationen auf verschiedene Entfernungen und zu verschiedenen Tageszeiten gemacht und festgestellt, daß die Empfangsintensitäten bei diesen beiden Energieformen vollständig gleich waren (natürlich nur während störungsfreier Zeiten des Empfängers, sobald atmosphärische Entladungen vorhanden waren, gewährte die Tonselektion eine scheinbar zehnfache Intensität).

Zum ersten Male habe ich im Juni d. J. vor dem Internationalen Radiokongreß in London eine Maschine vorgeführt und hier bei 120000 Perioden 2,5 Kilowatt Energie gezeigt. Die im (Jahrbuch 6, 378, 1913) schon abgebildete Maschine ist neuer und mechanisch vorteilhafter, insofern sie nur mit 3000 Umdrehungen läuft, so daß sie durch einen direkt gekoppelten Gleichstrommotor angetrieben werden

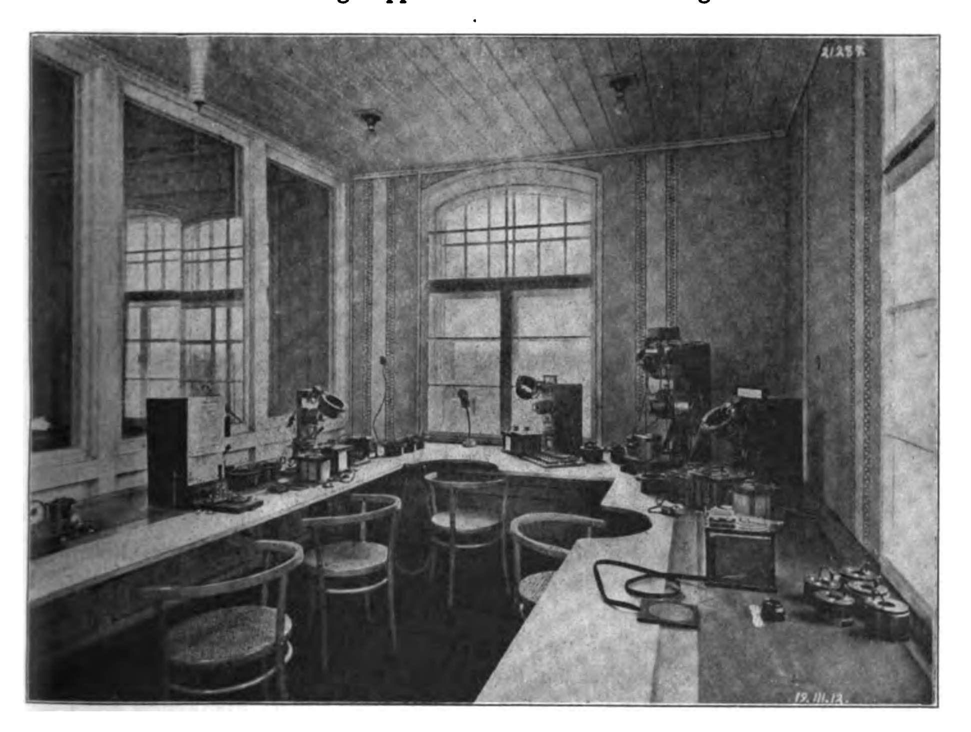


Fig. 14.

kann. Bei nur 100 m Umfangsgeschwindigkeit des Rotors ist ihre mechanische Sicherheit außerordentlich hoch. Die Maschine gibt ca. 15 Kilowatt bei einer Grundperiode von 10000 und einem Maschinenwirkungsgrad von 75 $^0/_0$.

Ich will jetzt mittels der Maschine eine ungedämpfte Schwingung von etwa 4 Kilowatt bei 3500 m Welle vorführen, wobei die rotierende Geißlerröhre mit einem Wellenmesser verbunden ein ganz kontinuierliches leuchtendes Band und der Wellenmesser eine außerordentlich scharfe Abstimmung zeigt. Das Vorhandensein dieses Betrages hoch-

frequenter Energie kann auch durch Speisung von Glühlampen demonstriert werden. Eine Neuerung, die ich jetzt zeigen will, ist eine Energieform der Maschine, welche die Fernübertragung musikalischer Töne ermöglicht wie mit tönenden Funken. Aus Patentrücksichten kann ich den Vorgang leider noch nicht erklären. Die Töne erstrecken sich auf das Intervall von etwa 400—2000 Tonschwingungen, welcher durch Veränderung der Einstellung kontinuierlich durchlaufen wird. Natürlich handelt es sich hier nicht um ungedämpfte Schwingungen.

Eine neue Luftdrahtanordnung ist in Nauen jetzt im Bau und wird bis zum Sommer des nächsten Jahres fertiggestellt sein. Die von der Spandauer Zentrale mittels Oberleitung übermittelte Drehstromenergie von 400 Kilowatt bei 15 000 Volt wird umgeformt. Fig. 12 zeigt die Inneneinrichtung des Maschinenhauses, wo die Umformung aus Drehstrom in Gleichstrom und aus Gleichstrom in 500-periodigen Wechselstrom stattfindet. Die Luftdrahtenergie beträgt bei der Nauener Station mehr als 100 Kilowatt.

Den Senderaum der Station, in welchem der Maschinenwechselstrom auf hohe Spannung transformiert und dann durch den Funkenerregerkreis in einen Hochfrequenzstrom umgewandelt wird, zeigt Fig. 13. Der Raum, in dem die Empfangsapparate aufgestellt sind, ist von diesem Raume getrennt (Fig. 14).

Wir haben eine Stunde lang den Fortschritt unserer Technik verfolgt, diesen sich ununterbrochen verbreiternden und vertiefenden, schnell dahinstürmenden Strom, wir haben ihn entstehen und wachsen sehen aus zahlreichen Gedankenzuflüssen, die, von links und rechts kommend, sich vereinigt haben, entsprungen abwechselnd den Quellgebieten der Wissenschaft und der Technik.

M. Wien, dem ich auch für andere Anregungen bei diesem Vortrage hier herzlichst danke, wollte mich veranlassen, die Frage aufzuwerfen und an Hand der Tatsachen zu entscheiden, welche der beiden Energiequellen, die Wissenschaft oder die Technik, im Laufe der Entwickelung die produktivere und nutzbringendere gewesen ist?

Hierüber zu urteilen halte ich den Techniker mit seinem mehr auf den Erfolg und Erwerb hingerichteten Streben für nicht kompetent. Ich bin aber in der glücklichen Lage, das entscheidende Wort der Wissenschaft abtreten zu können, und zwar einer ersten Autorität auf dem fraglichen Gebiete — nämlich Herrn Prof. Wien selber —, der in einem Briefe an mich sagt: „Gerade auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie haben Technik und Wissenschaft gegenseitig befruchtend gewirkt, z. B. bei den Problemen der gekoppelten Schwingungen, der

Stoßerregung, der Ausbreitung der Schwingungen über die Erdoberfläche, den Detektoren usw., und zwar ist die Wissenschaft durchaus nicht immer (wie vielfach angenommen wird) die Gebende gewesen, sondern eher noch die Nehmende!"

Mit Dank und Stolz vernehmen wir Techniker dieses Wort der Anerkennung. Es wird uns die Kraft geben zu rastloser, nicht ermüdender Weiterarbeit! E.

(Eingesandt 1. Januar 1918.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das Patent Nr. 258433 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin betrifft eine Funkenstrecke für Stoßerregung, die dadurch gekennzeichnet ist, daß die Funkenentladungen innerhalb der einander zugekehrten Seiten der Elektrodenhalter zwischen Kurvenelektroden erfolgen, deren Radiusvektor abhängig ist vom Drehwinkel. Sie ist in Fig. 1 im Schnitt und in Fig. 2 in einer Ansicht von oben dargestellt. In diesen Figuren bedeuten: *a* ein aus Isolationsmaterial bestehendes zwei- oder mehrteiliges Gehäuse, welches die beiden Elektrodenkörper *c* und *d* umfaßt und auf Isolatoren *b* befestigt ist. Dieses Gehäuse wird durch einen Zentrierring *n* zusammengehalten, derart, daß es gleichzeitig mit dem Bolzen *e* als Führung für den oberen beweglich angeordneten Elektrodenkörper *c* dient. Der Bolzen *e*, welcher mit Hilfe einer Mutter die beiden Elektrodenkörper *c* und *d*

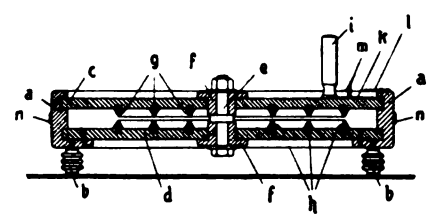


Fig. 1.

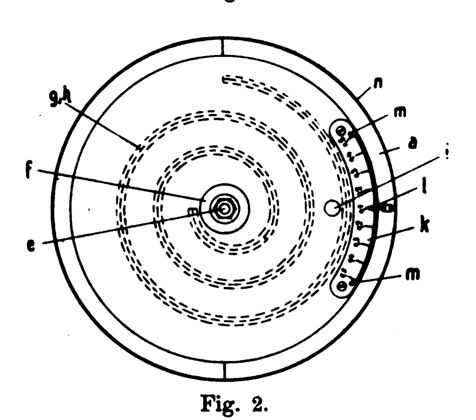


Fig. 2.

zusammenpreßt, ist von diesen durch Isolationsbüchsen *f* elektrisch getrennt. Auf den beiden Elektrodenkörpern *c* und *d* sind die eigentlichen Elektroden *g* und *h* als zueinander symmetrische Spiralen derart angeordnet, daß sie sich in der gezeichneten Mittelstellung gegenüberstehen, so daß durch diese Stellung der kürzeste Überschlagsweg zwischen den Spiralelektroden *g* und *h* gegeben ist, der beispielsweise 0,1 mm betragen kann. Durch Drehen des Elektrodenkörpers *c* mit Hilfe des Handgriffes kann dann die Elektrodenentfernung durch Veränderung der gegenseitigen Lage der beiden Spiralen *g h* verändert und mittels des Zeigers *l* auf der Skala *k* der jeweilige Elektrodenabstand abgelesen werden. *m* sind Anschläge, die ein Drehen über die 0,5 mm-Grenze hinaus verhindern.

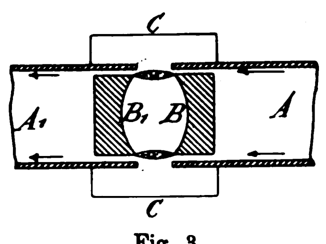


Fig. 3.

Das D.R.P. Nr. 258191 von Felice Jacoviello in Parma betrifft ein Verfahren zur Erzeugung oszillierender Ströme hoher Frequenz; es ist dadurch gekennzeichnet, daß in eine Funkenstrecke hoher Spannung ein Gasstrahl so eingeblasen wird, daß seine Moleküle sich mit möglichster Annäherung in den elektrischen Kraftlinien bewegen und über das Ende der Funkenstrecke hinaus die mit Schlitzen oder einer axialen Durchbohrung versehene, dem Gasstrahl entgegengerichtete Elektrode durchdringen. Fig. 3 zeigt eine beispielsweise Ausführung; die beiden Elektroden B und B_1 sind je mit so viel Spiel in ein Rohr A und A_1 eingesetzt, daß durch den verbleibenden Ringspalt der einen Elektrode Luft oder Gas in den Ringspalt der anderen Elektrode eingeblasen werden kann. Die beiden Elektrodenköpfe können zum Schutz gegen mechanische Störungen durch Strömungen der Außenluft in ein gemeinsames, gegen die Elektroden isoliertes Gehäuse C eingeschlossen werden. Den gleichen Gegenstand betreffen die Amerikanische Patentschrift Nr. 1004170, die Britische Patentschrift Nr. 7184 vom Jahre 1910, die Schweizerische Patentschrift Nr. 54404 und die Französische Patentschrift Nr. 412977 nebst Zusatz Nr. 13092 desselben Erfinders.

Eine elektrostatische Maschine zur Erzeugung von Wechselströmen hoher Frequenz hat sich Dr.-Ing. Waldemar Petersen in Darmstadt durch D.R.P. Nr. 257887 schützen lassen. Hierbei wird das Prinzip der stufenweisen Frequenzerhöhung durch Rückwirkung zwischen Anker und Feld benutzt, und zwar werden zu diesem Zwecke im Ankerkreis

für die ungeradzahligen und im Feldkreis für die geradzahligen harmonischen Spannungen von unterhalb der gewünschten liegender Frequenz reine Leerlaufsbedingungen geschaffen durch Verriegelung der Erregerquelle gegen Wechselströme (z. B. durch Vorschalten eines hohen Wechselstromwiderstandes) und durch Anlegen eines mit dem Nutzwiderstand in Serie geschalteten, auf die gewünschte Frequenz abgestimmten und für Ströme von unterhalb der gewünschten liegender Frequenz undurchlässigen Spannungsresonanzkreises an Feld oder Anker; das Auftreten von Spannungen von oberhalb der gewünschten liegender Frequenz dagegen wird durch Anlegen eines auf die nächst oberhalb der Nutzfrequenz liegende Frequenz abgestimmten Spannungsresonanzkreises an den Anker bzw. an das Feld verhindert. Zum Zweck der Unterdrückung der schädlichen Wirkung der Streukapazität werden dabei mit Hilfe von Induktionsspulen, zu denen parallel oder in Reihe Kapazitäten hinzutreten können, Stromresonanzkreise gebildet, deren Zahl von der Geradzahl der der Maschine entnommenen Harmonischen abhängt. Fig. 4 zeigt die Schaltung einer solchen Maschine zur Gewinnung der dreifachen Frequenz. *a* ist die zur Erregung dienende Gleichstromquelle, *b* und *c* sollen die Kapazitäten des Feldes und des Ankers einschließlich der Streukapazitäten vorstellen und *d* ist der Nutzstromkreis.

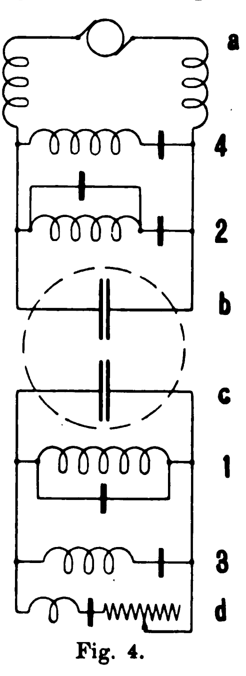
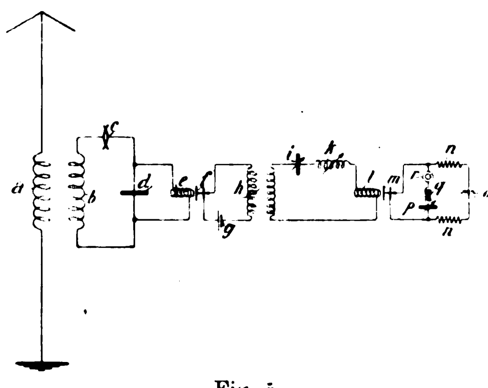


Fig. 4.

Fr. L. Muirhead beschreibt in der Britischen Patentschrift **Nr. 3445** vom Jahre 1912 einen Anrufapparat für drahtlose Empfangsstationen. Das Wesentliche besteht dabei in der Verwendung eines Zeitrelais, welches die Anrufvorrichtung (Signal) erst dann in Tätigkeit setzt, wenn die Anrufszeichen eine bestimmte Zeit lang ununterbrochen eingetroffen sind. Die empfangenen Schwingungen wirken wie gewöhnlich auf einen Detektor und bringen ein Kontaktgalvanometer zum Ausschlag. In den von diesem geschlossenen Stromkreis befindet sich ein Elektromagnet, dessen Kern von einem Uhrwerk in Umdrehung versetzt wird. Sobald Wellen eintreffen, wird dieser Elektromagnet durch das Kontaktgalvanometer erregt, zieht seinen Anker an und da sein Kern durch das Uhrwerk beständig gedreht wird, so wird der

Anker von diesem mitgenommen. Nach einer bestimmten einstellbaren Zeit erreicht ein an diesem Anker befestigter Kontakthebel einen Kontakt und schließt den Signal- oder Anrufsstromkreis, sofern die Wellen ununterbrochen eingetroffen sind. Auf diese Weise wird verhindert, daß unbeabsichtigterweise ein Anruf erfolgt.

Das D. R. P. Nr. 258478 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin betrifft ein Verfahren und eine Anordnung zum wahlweisen Tonempfang in der drahtlosen Nachrichtenübermittelung; es finden hierbei mehrere auf die Tonfrequenz abgestimmte, untereinander aber elektrisch unabhängige Kreise Verwendung, und die Schwingungen werden durch Verbindung eines Telephons mit einem Mikrophon von einem auf den nächsten Kreis übertragen. Die Fig. 5 gibt ein Beispiel der Ausführung des Verfahrens. *a* ist die primäre, *b* die sekundäre Koppelungsspule der Antenne, *c* der Detektor, *d* die Detektorkapazität; parallel zu dieser liegt das Telephon *e*, dessen Membran auf die Membran des Mikrophons *f* einwirkt. *g* ist die Batterie, *h* ein Mikrophontransformator. Die veränderliche Kapazität *i* und die Selbstinduktion *k* bilden den ersten Abstimmkreis, in welchen das Telephon *l* eingeschaltet ist, welches seinerseits das Mikrophon *m* beeinflußt. Der zweite Abstimmkreis zeigt hier eine etwas andere Anordnung als der erste. Der Transformator ist hier fortgelassen, statt dessen ist die Gleichstromquelle *o* durch zwei Induktionsspulen *n* blockiert. Die veränderlichen Kapazitäten *p* und Selbstinduktionen *q* bilden parallel hierzu mit dem eigentlichen Hörtelephon *r* den zweiten Abstimmkreis. Natürlich kann die Schaltung durch Anordnung weiterer Kreise vervollständigt werden. Die Abstimmung der einzelnen Kreise kann durch zwangläufige mechanische Kuppelung der Abstimmittel oder durch entsprechende Schaltung gleichzeitig erfolgen.


Fig. 5.

(Eingesandt 10. April 1913.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Karl Kähler, Luftelektrizität. Sammlung Göschen Nr. 649. G. J. Göschensche Verlagshandlung Leipzig, 1913. M. —.90

Taschenbuch für Mathematiker und Physiker (mit einem Bildnis Friedrich Kohlrauschs). 3. Jahrgang 1913. Herausgegeben von Felix Auerbach u. Rudolf Rothe. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1913. Geb. M. 6.—

O. Lehmann, Die Beweise für die Existenz von Molekülen und die Sichtbarmachung der Molekularstruktur von Kristallen durch Röntgenstrahlen. Sonderabdruck aus den Verh. d. Naturw. Vereins. G. Braunsche Hofbuchdruckerei, Karlsruhe 1913. M. 1.20

Max Abraham, Eine neue Gravitationstheorie. Sonderabdruck aus Arch. d. Math. u. Phys. III. Reihe XX. Heft 3. B. G. Teubner Verlag, Leipzig.

— Das Gravitationsfeld. Intern. Congreß of Mathematicians. Cambridge, August 1912.

T. S. F., Revue mensuelle de Radiotélégraphie et Radiotéléphonie. Nr. 2. Février 1913. Nr. 3, Mars 1913. (Éditeur: G. Flayelle); Librairie H. Desforges. Paris 1913.

Telefunken-Zeitung, 2. Jahrgang. Nr. 10, 1913.

The Marconigraph, Vol. II, Nr. 24, März 1913.

AEG-Zeitung, März, April 1913.

Svante Arrhenius (übersetzt von L. Bamberger), Das Werden der Welten. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1913. M. 5.—

Franz Adami, Die Elektrizität. 1. Teil, 9. u. 14. Band der Sammlung „Bücher der Naturwissenschaften" herausgegeben von Prof. Dr. Siegmund Günther. Verlag Philipp Reclam jun., Leipzig. 2. Aufl.

Günther Bugge, Strahlungserscheinungen. Radioaktivität. 4. Band der Sammlung „Bücher der Naturwissenschaften", herausgegeben von Prof. Dr. Siegmund Günther. Verlag Philipp Reclam jun., Leipzig. 3. Aufl.

A. Leick, Physikalische Tabellen. Sammlung Göschen Nr. 650. G. J. Göschensche Verlagshandlung, Leipzig u. Berlin 1913.

„Die Antenne", Heft 1 u. 2, 1913. Zeitschrift für drahtlose Nachrichtenübermittelung und verwandte Gebiete. Herausgegeben von der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Berlin SO. 26.

R. Ziegenberg, Der Elektrizitätszähler, seine Wirkungsweise, Konstruktion und praktische Handhabung. Verlag von Hermann Meusser, Berlin 1912.

Proceedings of the Institute of Radio Engineers. Vol. I, Part. 1. Edited by Dr. Alfred N. Goldsmith, New-York 1913.

Wireless World (Marconi Company), Vol. 1, Nr. 1. London 1913.

Elektrotechnik und Maschinenbau. Festnummer 1813—1913.

(Eingesandt 10. April 1913.)

Literaturverzeichnis.

Anderson, Robert, Science (N. S.) **36,** 743, 1912. Radiotelegraphic achievements by the Poulsen-system.

Austin, L. W., Journ. Wash. Ac. of Sc., Nr. 4 u. 5, 1913, S. 94. The high frequency risistances of inductances, S. 133. The measurement of received radiotelegraphic signals.

Brenot, P., La Lum. Él. Nr. 8, S. 228, 1913. Conférence radiotélégraphique internationale de Londres.

—, La Lum. Nr. 9, S. 259, 1913. Conférence internationale de l'heure.

Chambers, F. J., Electrician **70,** 1044, 1086, 1913. The „Lodge-Chambers"-system of wireless telegraphy.

Cohen, Louis, Electrician **70,** 881, 917, 1913. Inductance and capacity of linear conductors and the determination of the capacity of horizontal antennae.

Cranz, C. u. **Glatzel, Br.** Electrician **70,** 858, 1913. Kinematographic recording of ballistic and physical phenomena with aid of the direct-current quenched-spark gap.

Curtis, Austen M., Electrician **70,** 1104, 1913. The effect of the moon on wireless signals (vgl ebenda S. 1144, W. H. Eccles).

Duroquier, Frank, La Nature Nr. 2075, S. 218, 1913. La télégraphie sans fil et la prévision du temps.

Eccles, W. H., Electrician **70,** 1144, 1913. The effect of the moon on wireless telegraphy. (Vgl. ebenda S. 1104, Austen M. Curtis.)

Eichhorn, Gustav, Fortschr. d. naturw. Forschung **7,** 191, 1913. Neuere Fortschritte in der Radiotelegraphie.

Fassbender, H. u. **Hupka, E.,** Physik Ztschr. **14,** 222, 1913. Nachweis von Schwingungen erster und zweiter Art am Poulsenbogen.

Forest, Lee de, Proc. Inst. of Radio Engineers **1,** 37, 1913. Recent developments in the work of the federal telegraph company.

Glatzel, Br. s. Cranz, C.

—, Helios **19,** 125, 137, 185, 1913. Methoden zur Erzeugung von Hochfrequenz energie.

—, Physik. Ztschr. **14,** 247, 1913. Die Entwickelung der modernen Sendemethoden in der drahtlosen Telegraphie.

Guyan, A., C. R. Tome **156,** 777, 1913. Sur un oscillographe interférentiel.

Hills, Stanley, M., Proc. Inst. of Radio Engineers **1,** 14, 1913. High tension insulators for Radio-communication.

Högelsberger, L., Verh. D. Phys. Ges. **15,** 167, 1913. Eine Vereinfachung der Methode zur Bestimmung des wirksamen Widerstandes von Schwingungskreisen mit Hilfe gedämpfter Schwingungen.

Hupka, E. s. Fassbender, H.

Kimura, Shunkichi, La Rev. Él. Nr. 220, S. 170, 1913. Projet d'une station radiotélégraphique.

Lippmann, G., Journ. de Phys. Januar 1913, S. 5. Appareil électrique mesureur du temps pour la comparaison de deux phénomènes périodiques.

Lockyer, William J. S., Nature (London), Nr. 2263, S. 34, 1913, International Time and Weather Radio-Telegraphic-Signals.

Lutze, Georg, Elektrot. Ztschr. **34,** 273, 1913. Ballonversuche über die Lautstärke funkentelegraphischer Zeichen in größeren Höhen.

—, Physik. Ztschr. **14,** 288, 1913. Funkentelegraphische Empfangsversuche im Freiballon.

Macdonald, H. M., Phil. Mag. Nr. 147, S. 427, 1913. The electrical vibrations associated with thin terminated conducting rods.
Marchand, H., Journ. Télégraphique Nr. 3, 1913. Système radiotélégraphique Dubilier.
Marconi, Electrician **70**, 1137, 1913. Training for wireless telegraphy.
Meslin, Georges, C. R. Tome **156**, 543, 1913 und La Lum. Él., Tome XXI (2), 334, 1913. Influence réciproque des antennes parallèles sur les conditions de réception des ondes hertziennes.
„Nature“, Nr. 2262, S. 21, 1913. The method of „shock-excitation“ in wireless telegraphy.
Perlewitz, Kurt, Elektrot. Ztschr. **34**, 263, 1913. Silit, ein neues elektrisches Widerstandsmaterial.
Petersen, W., Elektrot. Ztschr. **34**, 267, 1913. Überspannungen und Überspannungsschutz.
Poirier, Pierre. La Nature, Nr. 2075, 1913. Un nouveau détecteur indéréglable pour la T. S. F.
Pupin, Michael J., Proc. Inst. of Radio Engineers **1**, 3, 1913. Experimental tests of the radiation law of antennae.
Rayleigh, Lord, Proc. Roy. Soc. Nr. A 601, S. 103, 1913. The effect of junctions on the propagation of electric waves.
Romanow, W., Journ. d. russ. phys. Ges. **44**, phys. T., S. 377, 1912 (Russisch). Untersuchungen über die selektive Absorption elektromagnetischer Wellen.
Roshansky, D., Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **44**, phys. T., S. 359, 1912 (Russisch). Einfluß des Funkens auf die Schwingungen induktiv gekoppelter Vibratoren.
Rothé, E., C. R. Tome **156**, 774, 1913. Sur la réception des radiotélegrammes par des antennes multiples avec ou sans mise au sol.
Schmidt, J., Helios Nr. 5—12, 1913. Die Resonanzinstrumente, ihre konstruktive Entwickelung und Anwendungsgebiete.
Taylor, A. H., Electrical World **61**, Nr. 7, S. 350, 1913. Local absorption in radiotelegraphy. (Vgl. Electrician **70**, 1145, 1913.)
Telefunken. Elektrot. Ztschr. **34**, 328, 1913. Der Telefunken-Rechenschieber.
Tissot, C., Soc. Franç. de Phys. Nr. 34, 8—10, 1912. Sur un perfectionnement apporté à un modèle d'ondemètre à lecture directe précédemment décrit.
—, C. R. Tome **156**, 770, 1913. Sur l'influence réciproque de deux antennes voisines.
Troller, A., La Nature, Nr. 2073, S. 177, 1913. Gigantesque antenne pour télégraphie sans fil.
Turpain, Albert, C. R. Tome **156**, 454, 615, 1913. L'inscription des signaux hertziens de l'heure. Possibilité d'inscrire directement et de déterminer sans calcul et au centième de seconde près l'heure envoyée par la Tour Eiffel. — L'inscription des signaux horaires et des télégrammes hertziens à l'aide d'un appareil Morse.
—, C. R. Tome **156**, 768, 1913. Relais extra-pensibles pour télégraphie sans fil.
Wagner, Karl Willy, Verh. D. Phys. Ges. **15**, 45, 1913. Zur Theorie der unvollkommenen Dialektrika.
Wolf, Karl, Wien. Anz. 1913, 17. Austreibung elektromagnetischer Wellen von einem Punkte oberhalb der Erdoberfläche.
Zeitschrift für Schwachstromtechnik, Heft 3, S. 70, 1913. Gesetzliche Regelung der Funkentelegraphie in den Vereinigten Staaten von Amerika.
— Heft 5, S. 113, 1913. Das allbritische Radionetz und die Marconigesellschaft.
Zenneck, J., Physik. Ztschr. **14**, 226, 1913. Momentaufnahmen mit der Braunschen Röhre.

(Eingesandt 10. April 1913.)

Bücherbesprechungen.

Seit dem 1. Januar erscheint im Verlage von Julius Springer in Berlin eine Zeitschrift, die für den deutschen Wissenschaftsbetrieb ungefähr das leisten soll, was die „Nature“ für den englischen und die „Science“ für den amerikanischen leistet, eine Wochenschrift, die sich an die auf irgendeinem naturwissenschaftlichen Gebiet Tätigen (als Forscher, als Lehrer oder Praktiker) wendet, und die über die Fortschritte und Ergebnisse auf dem Gesamtgebiete der Naturwissenschaften, der Medizin und der Technik berichtet. Über das Programm der „Nature“ und der „Science“ geht das der neuen Zeitschrift insofern hinaus, als die technischen Anwendungen der Naturwissenschaften darin eingehender besprochen werden sollen. Die Zeitschrift erscheint unter dem Titel: **Die Naturwissenschaften**[1]), Wochenschrift für die Fortschritte der Naturwissenschaft, der Medizin und der Technik, in Heften von ca. 48 Spalten Umfang und enthält: a) Originalbeiträge und Sammelreferate; b) Besprechungen von Büchern und Zeitschriftenartikeln, die mehr als ein spezialwissenschaftliches Interesse bieten; c) Referate über wissenschaftliche Veranstaltungen (Kongresse, Vorträge, Ausstellungen); d) Berichte über den Forschungsbetrieb auf Universitäten, Akademien, wissenschaftlichen Stationen und Instituten; e) Berichte über Fragen der Methodik und des Unterrichts; f) Kleine Mitteilungen, Universitätsnachrichten, Personalien; g) Wissenschaftliche Korrespondenz. Die Bücherbesprechungen sollen in einer wirklichen Übersicht über den Inhalt der Bücher bestehen, nicht in allgemeinen Werturteilen, mit denen der Leser nichts anfangen kann, auch nicht, wie es so oft der Fall ist, nur in Umschreibungen der Vorrede des Verfassers. Die Referate über die wissenschaftlichen Veranstaltungen sollen sich durch möglichste Aktualität auszeichnen und entweder Autoreferate oder Referate von anderen völlig Orientierten sein. Aber auch hier will sich die Zeitschrift von einseitigem Spezialistentum fernhalten. — Bei der bisherigen Langsamkeit der Fachberichterstattung erwächst hier eine ebenso wichtige Aufgabe wie bei den Bücherbesprechungen. Vorträge von weitreichender Bedeutung, die zufällig nicht das Tagesinteresse finden und auch dann meist nur unzulänglich besprochen werden, wurden bisher anderen als den daran unmittelbar interessierten Fachkreisen oft erst nach vielen Monaten bekannt und zugänglich. Die wissenschaftliche Korrespondenz bezweckt den öffentlichen Meinungsaustausch über wichtige, nicht genügend geklärte Fragen allgemeinen naturwissenschaftlichen Interesses, wie sie etwa zu einer Diskussion bei einer Versammlung Veranlassung geben. Sie bezweckt ferner die eventuelle Erlangung einer Auskunft oder einer Belehrung, die auf anderem Wege nur schwer oder gar nicht zu erhalten ist. Die bisher erschienenen Hefte bieten ein sehr reichhaltiges interessantes Material, das schon deutlich die Eigenartigkeit der neuen Zeitschrift zum Ausdruck bringt. Aus dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie enthielt Heft 2 einen Bericht von Prof. Wanach (Potsdam) über die internationale Zeitkonferenz in Paris im Oktober 1912, und Heft 4 einen Aufsatz vom Referenten über Stoßerregung elektrischer Schwingungen in der Radiotelegraphie und ihre Vorzüge. Wir wünschen den Herausgebern der neuen Zeitschrift einen vollen Erfolg ihrer Bestrebungen. E.

---

1) Herausgeber: Dr. Arnold Berliner in Berlin und Dr. Curt Thesing in Leipzig.

(Eingesandt 15. März 1913.)



Thor. Thörnblad, Trådlös Telegrafi. Verlag von P. A. Norstedt & Söner, Stockholm 1913.

Eine umfangreiche schwedische Arbeit über drahtlose Telegraphie ist in der letzten Zeit abgeschlossen worden. Der Verfasser, Mitarbeiter dieses Jahrbuchs, stellt in 9 Heften (zusammen etwa 930 Seiten) die Entwickelung und den jetzigen Standpunkt der wichtigeren drahtlosen Systeme dar. Das erste Heft ist mit einer Vorrede von dem Stockholmer Mathematiker und Physiker I. Fredholm versehen worden.

Sehr interessant ist die geschichtliche Übersicht, welche das Werk einleitet. Darin wird u. a. über die bekannten von Preece, Rathenau, Orling und anderen Forschern ausgeführten Versuche eingehend berichtet, für welche in den letzten Jahren die aktuellen Erdantennenversuche neues lebhaftes Interesse geweckt haben.

Die theoretischen Darlegungen sind möglichst kurz und allgemeinverständlich gehalten, so daß das Buch zum Selbstunterricht, als Lehrbuch der funkentelegraphischen und militärischen Lehranstalten usw. sehr geeignet ist. Andererseits wird darin den Vorgebildeten und den Fachleuten die, soviel ich weiß, bis jetzt vollständigste Beschreibung der Apparatur der drei größten Systeme (Marconi, Telefunken und Poulsen) geboten. Diese Beschreibung umfaßt in der Tat nicht weniger als etwa 400 Seiten mit 250 Figuren (Hefte 4, 5, 6, 7, 8), und in dieser Hinsicht könnte das Buch wohl als Handbuch bezeichnet werden. Sowohl das ältere Telefunkensystem als das neuere der „Tönenden Funken“ sind in erwähnter, ausführlicher Weise behandelt. Als sehr wertvoll kann bezeichnet werden, daß dem Leser Gelegenheit gegeben wird auch die Einzelheiten des Marconisystems, welche früher wenig bekannt waren, näher kennen zu lernen. Sämtliche Beschreibungen begleiten zahlreiche Abbildungen, Schaltungsschemata usw., welche dem Verfasser seitens der betreffenden Firmen zur Verfügung gestellt worden sind.

Die militärischen Radiostationen der genannten Systeme, deren Einrichtung, Bedeutung und taktische Verwendung im Kriege werden in den Heften 7 und 8 beschrieben.

Das Werk wird mit einer Darstellung der Gesetzgebung für den Radioverkehr sowie der Resultate der Kongresse in Berlin 1903 und 1906 und in London 1912 abgeschlossen. Außerdem folgt noch eine Ergänzung, welche die Beschreibung der modernen Hochfrequenzgeneratoren für kontinuierliche Schwingungen enthält. W.

(Eingesandt 15. März 1913.)

Albert Heim, Luftfarben.

Der berühmte Geologe und gew. Professor an der Hochschule Zürich bietet hier dem breiteren Publikum ein kleines hochinteressantes Werk, das aus dem Herzen drang und den Leser in seinen Bann zwingt. Es ist hervorgegangen aus Vorträgen des Verfassers im Schweizer Alpenklub und gibt ein anschauliches Bild der physikalischen Gesetze der Luftfarben und der ästhetischen Empfindungen, die sie auslösen. Die prachtvollen Illustrationen, welche den Text begleiten und die meistens nach des Verfassers eigenen Gebirgzeichnungen, Farboriginalen und Reliefmodellen hergestellt sind, wurden nach dem vorzüglichen photomechanischen Freyverfahren ausgeführt und stellen der Drucktechnik der Verlagshandlung Hofer & Co., Zürich, ein glänzendes Zeugnis aus. Wir hoffen und wünschen, daß des Verfassers Erwartung sich erfüllt, daß sein Werkchen zum beglückenden Verständnis bei der Betrachtung der Luftfarben der Landschaften beitrage und Viele Viele hinaustreiben möge in die stets erhebende und versöhnende Natur, die alle Empfänglichen mit dauernden Erinnerungen an schönste Stunden beschert. Eichhorn.

J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie.

Die Werke von Professor Zenneck über elektromagnetische Schwingungen und ihre praktische Anwendung für drahtlose Telegraphie und Telephonie sind geradezu klassische Erzeugnisse und haben Weltruf bekommen. Mir ist kein deutsches oder ausländisches Buch über dieses Gebiet bekannt, das sich auch nur annähernd in Parallele dazu setzen ließe. Im Jahrbuch wurde zur Zeit der Zenneck sche „Leitfaden" besprochen; das jetzige „Lehrbuch" ist die erheblich erweiterte 2. Auflage des „Leitfadens". Die einzelnen Kapitel behandeln: Eigenschwingungen von Kondensatorkreisen; Offene Oszillatoren; Der Wechselstromkreis hoher Frequenz; Gekoppelte Systeme; Resonanzkurven; Die Antenne; Sender für gedämpfte Schwingungen; Hochfrequenzmaschinen für ungedämpfte Schwingungen; Ungedämpfte Schwingungen nach der Lichtbogenmethode; Die Ausbreitung der Wellen längs der Erdoberfläche; Die Detektoren; Empfänger; Gerichtete Telegraphie; Drahtlose Telephonie. Hieran schließen sich noch: Tabellen; Literaturnachweis und theoretische Ergänzungen sowie Namen- und Sachregister.

Wer, wie ich selbst, am Strome sitzt und die zahlreichen Bäche und Flüsse aus Theorie und Praxis sieht, die wöchentlich ja täglich zufließen, der hat eine deutliche Vorstellung, welche mühevolle Aufgabe mit dieser Neuauflage zu bewältigen war und wie meisterhaft sie vom Verfasser gelöst wurde.

Der Verleger Ferdinand Enke (Stuttgart) hat dem Werk, das jedem Pionier der Radiotelegraphie unentbehrlich und auch von weitesten Kreisen nicht streng vorgebildeter Leser studiert werden kann, wieder eine vorzügliche Ausstattung zuteil werden lassen. Eichhorn.

(Eingesandt 15. März 1913.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 7. 1913. Heft 2.

Resonanz in der drahtlosen Telegraphie[1]).

(Ein Vergleich zwischen Funkensystemen und Systemen für kontinuierliche Wellen.)

Von **W. H. Eccles.**

Das Prinzip der Resonanz spielt in der modernen Radiotelegraphie eine größere Rolle als in irgend einem anderen Gebiet der Technik, und die Erfolge der letzten 10 Jahre sind hauptsächlich dem Bestreben zu danken, die Resonanz so vollkommen wie möglich auszunutzen.

Hinsichtlich der Aufstellung von Formeln besteht das Problem in der Berechnung des Wirkungsgrades der Übertragung, d. h. des Verhältnisses der Empfangsenergie zur Senderenergie bei gleichen Antennen und gleicher Frequenz in den verschiedenen Fällen.

Der Wellenzug einer einfachen Antenne und einer solchen mit Kapazitätsendflächen (z. B. nach Lodge) kann in beiden Fällen zeitlich dargestellt werden durch die Funktion $T \varepsilon^{-mt} \sin p t$; der Unterschied zwischen den beiden Fällen liegt in der absoluten Größe von m, dem Dämpfungsfaktor. Die Funktion T hat den Wert 0 für alle negativen t und den Wert 1 für alle positiven t. Der Wellenzug beginnt also bei $t = 0$. Der Dämpfungsfaktor der Empfangsantenne sei mit b bezeichnet. Die Größe b enthält die Dämpfung durch Strahlung von der Empfangsantenne, durch Joulesche Verluste in der Erde nahe der Antenne und in den lokalen Schwingungskreisen und durch die im Detektor oder Ticker (Poulsen) absorbierte Energie. In modernen Anlagen ist b gewöhnlich größer als m bei ungefähr gleichen Antennen.

1) Etwas gekürzter Bericht nach Electrician Nr. 1808 vom 10. Januar 1913. Die historische Übersicht, mit der wir nicht in allen Teilen übereinstimmen, lassen wir ganz fort. Die Redaktion.

Es sei die E.M.K., die in der Antenne durch die Wellen veranlaßt wird, $\Upsilon E \varepsilon^{-mt} \sin pt$. Bedeuten L, R und C Selbstinduktion, Widerstand und Kapazität und setzt man $\frac{R}{2L} = b$, $\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} = p^2$ und D für d/dt, so ist der Empfangsstrom i

$$i = \frac{E}{L} \frac{D}{(D+b)^2 + p^2} \Upsilon \varepsilon^{-mt} \sin pt$$

Das Integral kann mit Hilfe der früher gegebenen Tabelle[1]) gefunden werden.

Es ist

$$i = \frac{-\Upsilon}{\theta_0} \{ \sqrt{p^2 + m^2}\, \varepsilon^{-mt} \sin(pt - \theta - \varphi) + \sqrt{p^2 + b^2}\, \varepsilon^{-bt} \sin(pt + \theta - \psi) \}$$

wo

$$\operatorname{tang} \theta = \frac{2p}{b-m}, \quad \operatorname{tang} \varphi = \frac{p}{m}, \quad \operatorname{tang} \psi = \frac{p}{b} \text{ und}$$

$$\theta_0^2 = (b-m)^2 \cdot [4p^2 + (b-m)^2]$$

Durch Quadrierung des Stromes und durch Multiplikation mit dem effektiven Widerstand im Kreis, d. h. mit $2bL$ und durch Integration des Resultats für Zeit 0 bis ∞ erhalten wir einen Ausdruck für die Gesamtenergie u, die die Antenne durch den Wellenzug aufnimmt. Das Resultat ist

$$u = E^2 p^2 / 2Lm(b+m)(4p^2 + \overline{b+m}^2) \text{ genau}$$

oder

$$u = E^2 / 8Lm(b+m) \text{ angenähert}$$

Der angenäherte Wert ist erzielt durch Vernachlässigung von $(b+m)^2$ gegen $4p^2$, was gewöhnlich einen kleineren Fehler als $^1/_{10}$ $^0/_0$ ausmacht. Die Größe E^2 ist unabhängig von m, dem Dämpfungsfaktor des Wellenzuges, obwohl b involviert ist, und deshalb nimmt mit wachsendem m von kleinen zu großen Werten die Empfangsenergie kontinuierlich ab. Für $m = 0$, entsprechend den ungedämpften Wellen, zeigt die Formel an, daß unbegrenzt Energie aufgenommen wird, und zwar weil die Integration sich über eine unbegrenzte Zeit erstreckt, während welcher natürlich der Sender unbegrenzte Energie emittieren muß. Eine richtige Anschauung der Sache kann nun erlangt werden

1) Proc. Phys. Soc. **24**, 276.

durch Aufsuchen des Verhältnisses von u, der aufgenommenen Energie, zu U der ausgestrahlten Energie, in einem Wellenzuge.

Der Strom in der Senderantenne muß proportional $T\varepsilon^{-mt} \sin p t$ sein. Der ausgestrahlte Energiebetrag ist

$$U = A \int_0^\infty (\varepsilon^{-mt} \sin p t)^2 \, d t$$

wo A der Strahlungswiderstand ist. Es ist zu beachten, daß E^2 abhängt sowohl von A, von der Entfernung zwischen den Stationen und von den atmosphärischen Bedingungen als auch von den Umständen der Empfangsantenne. Graf Arco hat kürzlich eine wertvolle empirische Information veröffentlicht[1]) dahin lautend, daß bei allen atmo-

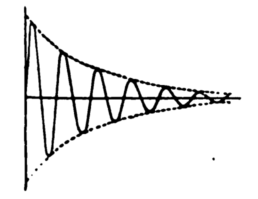


Fig. 1. $m = 0{,}5 \times$ Frequenz. Fig. 2. $m = 0{,}1 \times$ Frequenz.

sphärischen Zuständen Wellen der gleichen Frequenz in gleicher Weise übertragen werden, gleichgültig ob sie kontinuierlich oder gedämpft sind. Unser E^2 ist also hier das gleiche für alle diskutierten Fälle. Wir haben

$$U = \frac{1}{4} \frac{A p^2}{m(p^2 + m^2)} \text{ genau}$$

oder

$$= \frac{A}{4m} \text{ angenähert}$$

Daraus ergibt sich der Wirkungsgrad der Übertragung

$$\frac{u}{U} = \frac{2E^2(p^2 + m^2)}{AL(b + m)(4p^2 + (b + m)^2)} \text{ genau}$$

$$= E^2/2AL(b + m) \text{ angenähert}$$

Da E^2 unabhängig von m ist, so sehen wir, daß der Wirkungsgrad mit abnehmendem m wächst. Es sei η_c der Wirkungsgrad für kontinuierliche Wellen und η_s derjenige für diskontinuierliche Wellenzüge

1) The Electrician 70, 643.

(nach der Funkenmethode); dann stellt, wenn wir η_c den idealen Wirkungsgrad nennen, der Bruchteil

$$100 \frac{\eta_s}{\eta_c} = \frac{100\, b}{b + m}$$

für die Funkenmethode das Prozentuale des idealen Wirkungsgrades dar.

Im Falle der ursprünglichen einfachen Antenne war m wahrscheinlich viel größer als b, etwa $m = 3\,b$, während in den Antennen mit Kapazitätsendflächen b wahrscheinlich ebenso groß wie m war. Erstere gab also 25 %, letztere 50 % des idealen Wirkungsgrades.

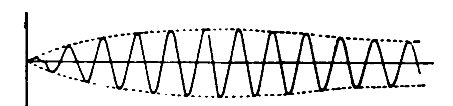


Fig. 3. $m = 0{,}1 \times$ Frequenz und $n = 0{,}3 \times$ Frequenz.

Der lose gekoppelte Sender für gewöhnliche lange Funken kann für vorliegenden Zweck zusammen mit den Löschfunken betrachtet werden. Wellenzüge von der Type nach Fig. 3 können sehr angenähert dargestellt werden durch die Funktion

$$\Upsilon(\varepsilon^{-mt} - \varepsilon^{-nt}) \sin p\, t$$

wo n größer als m ist. Indem man den Antennenstrom proportional dieser Funktion annimmt, kann man die Zeit, während welcher die Amplitude der Schwingungen wächst, das „building-up" Interval nennen, das, wie leicht einzusehen, um so kürzer ist je mehr n gegen m überwiegt. In der Tat ist die Anzahl vollständiger Perioden

$$\frac{p}{2\pi(n - m)} \log_e \frac{n}{m}$$

In den gleichen Symbolen wie bisher ist der Strom in der Empfangsantenne

$$i = \frac{E}{L} \cdot \frac{D}{(D + b)^2 + p^2}\, \Upsilon(\varepsilon^{-mt} - \varepsilon^{-nt}) \sin p\, t$$

Indem wir genau wie vorher integrieren, quadrieren und mit $2\,b\,L$ multiplizieren und dann von $t = 0$ bis $t = \infty$ integrieren, erhalten wir einen ziemlich komplizierten Ausdruck für die aufgenommene Energie. Derselbe vereinfacht sich nach der gleichen Näherungsmethode wie vorher zu

$$u = \frac{E^2}{8\,L} \frac{(n - m)^2 (b + m + n)}{m\,n\,(m + n)(b + m)(b + n)}$$

Die ausgestrahlte Energie pro Wellenzug wird

$$U = A\frac{(n-m)^2}{4mn(m+n)}$$

und der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{u}{U} = \frac{E^2}{2AL}\,\frac{b+m+n}{(b+m)(b+n)}$$

Wenn n unendlich groß in diesen Formeln gemacht wird, so liefern diese die schon diskutierten Formeln. Wir finden, daß der Übertragungswirkungsgrad der kontinuierlichen Wellenmethode, derjenige der gekoppelten Systeme (oder Löschfunken-)Methode und derjenige des einfachen Oszillators im Verhältnis stehen

$$\frac{1}{b} : \frac{b+m+n}{(b+m)(b+n)} : \frac{1}{b+m}$$

oder prozentual vom idealen Wirkungsgrad

$$100 : 100\,\frac{b(b+m+n)}{(b+m)(b+n)} : 100\,\frac{b}{b+m}$$

Es ist klar, daß diese in der Größenordnung für alle Werte von n stehen, d. h. der gekoppelte Sender steht zwischen der kontinuierlichen Wellenmethode und derjenigen des einfachen Oszillators. Einige wenige numerische Schätzungen werden dies besser illustrieren. Nehmen wir eine Empfangsantenne mit dem sehr kleinen Dekrement 0,1 per Periode (0,05 per Halbperiode), um die kontinuierliche Wellenmethode so günstig wie möglich hinzustellen. Da die Dämpfungsfaktoren proportional den Dekrementen sind, so können erstere in der folgenden Tabelle für letztere stehen:

	Empfang	Senden		Prozentual vom idealen Wirkungsgrad
	b	m	n	
Einfacher Luftdraht	0,1	0,3	—	25
Mit Endflächen	0,1	0,1	—	50
Gekoppeltes System	0,1	0,1	0,4	60
do.	0,1	0,1	0,2	67
do.	0,1	0,05	0,1	92
do.	0,1	0,02	0,2	90
Kontinuierliche Wellen . .	0,1	0	∞	100

Die vorletzte Zeile der Tabelle illustriert einen praktischen Fall. Das Dekrement der Wellen kann sehr klein gemacht werden durch

Benutzung einer Antenne von kleiner Kapazität mit langen Wellen; in einem solchen Falle kommen aber andere Verluste hinein. Die vorhergehende Zeile illustriert den Fall der Arcoschen Versuche.

Die Schlußfolgerung, zu der wir gelangen, ist, daß die modernen Funkensysteme einen sehr hohen Resonanz-Standard haben. Es bleibt so wenig zu verbessern übrig, daß ein Generator für kontinuierliche Wellen hohen Wirkungsgrad in der Station selbst besitzen muß, wenn er sich bezüglich der primären Energiezufuhr ökonomischer erweisen soll als die Funkenmethode. (Nach dem Englischen. E.)

(Eingesandt 31. Januar 1913.)

Zur Theorie der sogenannten Löschfunkenwirkung in gekoppelten elektrischen Schwingungskreisen.

Von H. Warfvinge.

Diese eigentümliche Abweichung von der Theorie der gekoppelten elektrischen Schwingungskreise ist von M. Wien entdeckt und zuerst studiert worden[1]). Es wird freilich behauptet, daß schon früher verschiedene Forscher dieselbe Erscheinung beobachtet haben sollen; dieselben haben aber jedenfalls über das Wesen des Phänomens überhaupt keine Auffassung ausgesprochen.

M. Wien war bei seinen diesbezüglichen Versuchen, welche im Jahre 1906 zuerst veröffentlicht wurden, durch den Gedanken geleitet, den ungünstigen Einfluß des Funken, welcher eine unregelmäßige, starke Dämpfung verursacht, bei der Erregung elektrischer Schwingungen möglichst auszuschalten.

Wenn man mittels eines Oszillators einen zweiten damit gekoppelten und abgestimmten Schwingungskreis erregt, wie dies z. B. in der drahtlosen Telegraphie bei dem Braunschen Sender geschieht, so entstehen bekanntlich in jedem der beiden Kreise zwei Schwingungen. Infolge der Rückwirkung der Kreise aufeinander werden nicht nur die Schwingungszahlen, sondern auch die Dämpfungen dieser

1) Phys. Ztschr. 15, XI, 1906 (Nr. 23, S. 87). Die erste Mitteilung bereits Sept. 1906 auf der Naturforscherversammlung in Stuttgart.

Koppelungswellen beeinflußt. Und zwar wird die Dämpfung der schwächer gedämpften der beiden Schwingungen durch die Koppelung vergrößert. Dadurch wird die Abstimmfähigkeit des Systems verschlechtert und außerdem die Reichweite verkleinert. Andererseits wird aber bei loser Koppelung die auf den Sekundärkreis (Antenne des Senders) übertragene Energie sehr klein. Durch die Wienschen Untersuchungen wurde aber eine Möglichkeit geöffnet, diese speziell für die Strahlentelegraphie sehr ungünstigen Umstände zu umgehen.

Die Versuche Wiens[1]) waren äußerlich so angeordnet, wie es im allgemeinen bei Untersuchungen über gekoppelte Schwingungssysteme geschieht (Fig. 1).

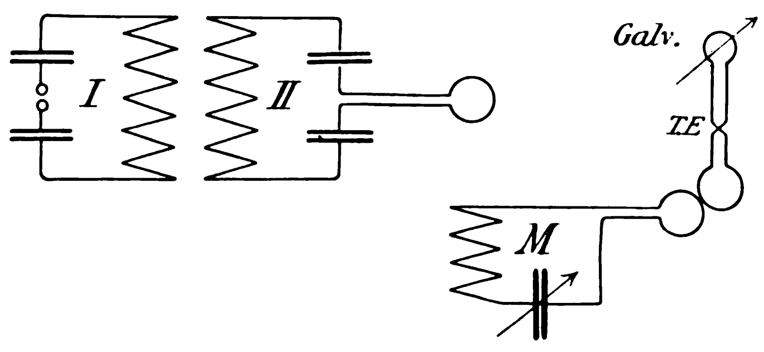


Fig. 1.

I und *II* sind die beiden gekoppelten Schwingungskreise. Mit *II* ist der Meßkreis *M* extrem lose gekoppelt. Kreis *I* wirkt auf *M* nicht direkt ein. Wenn jetzt bei enger Koppelung die Resonanzkurve des Kreises *II* mittels *M* aufgenommen wird, so erhält man im allgemeinen entsprechend der Theorie die bekannten beiden Maxima der Koppelungswellen (siehe Fig. 2 die stark ausgezogene Kurve). Wien fand außerdem folgendes: wenn die Funkenstrecke sehr kurz gemacht wird, so werden die beiden der Theorie entsprechenden Koppelungswellen nur schwach ausgebildet; dafür tritt zwischen ihnen eine dritte wenig gedämpfte Schwingung hervor, deren Schwingungszahl und Dämpfung etwa den Werten des ungekoppelten Sekundärsystems entsprechen (Fig. 2). Wien führte die Erscheinung auf das schnelle Zuwachsen des Funkendekrements zurück. Dasselbe hat zur Folge, daß

1) Ann. d. Phys. **25**, 650, 1908 und Jahrb. **1**, 469, 1907.

die Schwingungen des Kreises I sehr bald verschwinden, und nur diejenigen im System II übrig bleiben, und dieses schwingt dann mit seinen Eigenschwingungen weiter. Das Zustandekommen des Phänomens wird dadurch begünstigt, daß dem primären Kreise und dem Funken durch den sekundären Energie entzogen wird. Infolgedessen wächst das Dekrement viel schneller als ohne Koppelung. Das Auslöschen des Funkens soll nach Wien in dem Momente eintreten, in dem die Schwebungen der Primärschwingungen ein Minimum des Primärstromes ergeben, und zwar wird die Wirkung besser, das heißt, die Extrawelle (Fig. 2) tritt mehr gegenüber den Koppelungswellen hervor,

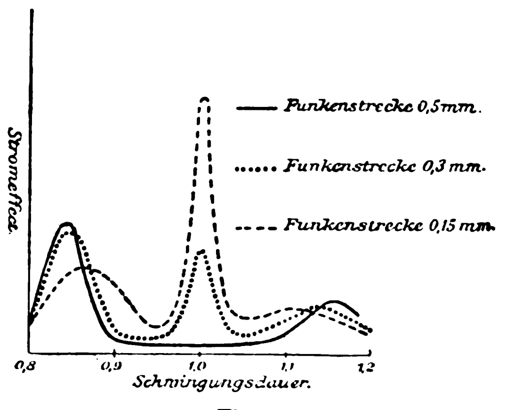


Fig. 2.

wenn das Auslöschen bei einem früheren Minimum als bei späteren Minimis eintritt. Unter sonst gleichen Umständen wird die schwachgedämpfte Extrawelle am stärksten, wenn das Abbrechen des Funkens und somit die Lösung der Koppelung nach der ersten Viertelschwebungsperiode erfolgen. Verschiedene Grade der Löschwirkung sind von H. Rau[1]) nach der Feddersenschen Methode der Funkenphotographie nachgewiesen worden.

H. Diesselhorst[2]) hat zu demselben Zwecke den Glimmlichtoszillographen angewandt.

Fig. 3a und 3b stellen die Schwebungen eines enggekoppelten Systems in dem ideellen Falle dar, daß alle Widerstände konstant

1) H. Rau, Jahrb. **4**, 52, 1910.
2) H. Diesselhorst, Verh. d. deutschen Phys. Ges. **10**, 306, 1908.

sind. Systeme mit langen Funkenstrecken nähern sich diesem Grenzfalle.

Fig. 3*c* u. 3*d* stellen den günstigsten Fall der Löschwirkungen schematisch dar. Die Zunahme des Funkendekrements muß bewirken, daß die Amplitudenkurven der ersten Viertelperiode nur angenähert den gezeichneten Verlauf haben, und zwar werden die Abweichungen in der Nähe des Abbrechpunktes am größten.

Es ist klar, daß wenn die Schwebungsperiode sehr kurz, d. h. die Koppelung sehr fest ist, die Entionisierung der Funkenstrecke nicht während des ersten Stromminimums hinreichend stark werden kann um ein Abbrechen des Funkens herbeizuführen. Dasselbe wird dann zu einem späteren Minimum verschoben oder bleibt sogar aus. Wenn die Löschwirkung der Funkenstrecke sehr gut ist, kann aber die Koppelung so fest, d. h. die Koppelungsdauer so kurz gemacht werden, daß die Koppelungswellen in der Resonanzkurve unmerklich werden. Die schwachgedämpfte Eigenschwingung des Sekundärkreises wird somit sehr rein ermittelt. Auf die Reinheit derselben hat es aber auch einen sehr großen Einfluß, daß die Koppelungswellen bei guter Löschwirkung immer stark gedämpft sind, woraus folgt, daß sie schon aus diesem Grunde nur einen kleinen Einfluß auf den Meßkreis ausüben. Es ist ja nach der Bjerknesschen Theorie bekannt, daß die Wirkung einer einfallenden Welle auf den Meßkreis im Resonanzpunkte proportional ist

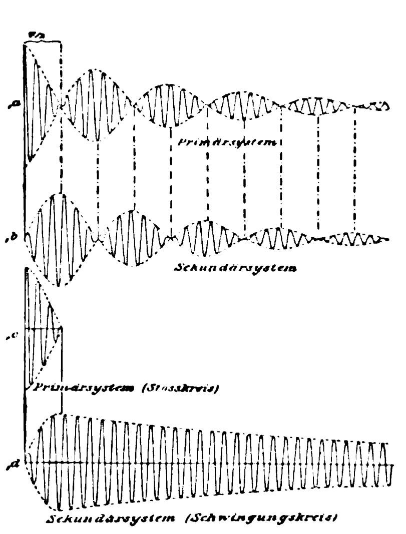


Fig. 3.

$$\frac{1}{\varkappa\,\varkappa_m(\varkappa+\varkappa_m)}$$

wo $\varkappa$ und $\varkappa_m$ die logarithmischen Dekremente der einfallenden resp. der Eigenschwingung des Meßkreises sind. Der Ausdruck läßt sich auf jede der Koppelungswellen anwenden, wenigstens wenn deren

Frequenzunterschied einigermaßen groß ist. Wien hat in vielen Fällen mit gutem Erfolg eine künstliche Vermehrung der Dämpfung der Koppelungswellen durch Einschalten im Primärkreise eines konstanten Ballastwiderstandes [1]) herbeigeführt.

Weitere Untersuchungen über Löschwirkungen sind von Glatzel [2]) und Espinosa [3]) ausgeführt worden.

M. Wien hat schon bei seinen ersten Veröffentlichungen die Hoffnung ausgesprochen, daß die neue Erregungsmethode von elektrischen Schwingungen, welche später als „Stoßerregung" bezeichnet wurde, speziell für die Strahlentelegraphie von Nutzen werden sollte. Diese Voraussage wurde später in glänzender Weise verwirklicht. Schon im Jahre 1908 wurde das große deutsche Telefunkensystem hauptsächlich auf Grund der Wienschen Untersuchungen umgearbeitet.

Dieses System verwendet an Stelle der einzigen sehr kurzen Funkenstrecke, die nur kleine Energiemengen ins Spiel zu setzen vermochte, nach dem Vorschlage Espinosas [3]) eine Reihe derartig hintereinander geschalteter Strecken.

Ferner sind verschiedene andere funkentelegraphische Systeme auf dieselbe Erscheinung gegründet. Aber auch für physikalische Messungen ist selbstverständlich diese bequeme Methode, den störenden Einfluß des Funkens zu eliminieren und schwachgedämpfte Schwingungen zu erregen, von großem Vorteil.

Für letztere Zwecke hat Wien später [4]) eine verbesserte Methode ausgearbeitet, die es gestattet, größere Energiemengen einzusetzen, als dies mit den sehr kurzen Funkenstrecken möglich war, und die außerdem einen größeren Wirkungsgrad mitführt. Ob diese Methode auch für die funkentelegraphische Praxis anwendbar werden kann, bleibt inzwischen eine offene Frage. Die Ausführung ist wie folgt:

Angewendet wird eine gewöhnliche, verhältnismäßig lange Funkenstrecke, welche eine hohe Entladungsspannung und infolgedessen die Einsetzung von größeren Energiemengen ermöglicht, aber in Reihe damit wird eine Geißlersche Röhre oder „Löschröhre", wie sie Wien in diesem Zusammenhange nennt, angeschlossen. Dieselbe besorgt das automatische Ausschalten des Primärkreises oder „Stoßkreises", und zwar in vorzüglicher Weise.

1) M. Wien, l. c.
2) Glatzel, Verh. d. deutschen Phys. Ges. 590, 1910.
3) Espinosa, Jahrb. 1, 480, 1908.
4) Jahrb. 4, 135, 1911.

Ein Umstand, welcher, wie Wien gefunden hat[1]), von größter Bedeutung für eine günstige Stoßerregung ist, ist die Wahl des Koppelungsgrades. Glatzel hat nachgewiesen[2]), daß auch für Quecksilberfunkenstrecken eine sehr günstige Koppelung existiert. Eine nähere Untersuchung in dieser Richtung ist von H. Riegger ausgeführt worden[3]), und zwar für sehr kurze Funkenstrecken. Unter anderem hat er bei Änderung der Koppelung den Ausschlag eines mit dem Sekundärkreise verbundenen Wattmeters beobachtet und als Funktion der Koppelung aufgetragen. Die so erhaltenen Kurven nennt er „Koppelungskurven". Als Beispiel einer solchen diene die Fig. 4, welche seiner Arbeit entnommen ist. Die Maxima der Kurve entsprechen sehr guten Stoßerregungen, die Minima dagegen nur unvollständigen, wie er durch Aufnahme mit dem Meßkreise von Resonanzkurven nachwies. Auf eine Erklärung dieser merkwürdigen Periodizität ist der Verfasser nicht eingegangen.



Fig. 4.

Es scheinen sich indessen größere Aussichten für die Aufklärung zu bieten, wenn wir den Einfluß der Koppelung unter solchen Umständen untersuchen, die sich den theoretisch angreifbaren Verhältnissen nähern, also bei verhältnismäßig größeren Funkenlängen. Wien hat schon gefunden[4]), daß auch bei solchen die Löscherscheinung auftreten kann, jedoch bei loser Koppelung, und zwar ist die günstigste Koppelung etwas enger als

$$k = \frac{\varkappa_1 - \varkappa_2}{2\pi}$$

(Siehe S. 135.)

Aber auch unter anderen Umständen scheint dieser Koppelungsgrad eine wichtige Rolle zu spielen. So sagt Wien[5]) in dem Berichte über seine ersten Untersuchungen mit Löschfunken, also vor der Vorführung der Löschröhrenmethode, als eine allgemeine Erfahrung, daß

1) l. c.
2) Jahrb. 2, 80, 1908.
3) Jahrb. 5, 35, 1911.
4) l. c.
5) l. c.

zur Erzielung reiner Schwingungen im Sekundärkreis die Koppelung nicht zu eng gemacht werden darf, und zwar soll sein

$$k \leq \frac{\varkappa_1 - \varkappa_2}{2\pi}$$

Aber auch in theoretischer Hinsicht ist der so definierte Koppelungsgrad, welcher als *kritische Koppelung* bezeichnet wird, von großem Interesse. Es ist bekannt, daß derselbe eben die Grenze bildet zwischen den Gültigkeitsbereichen der beiden Gruppen von Gleichungen, welche Wien für die Konstanten der Koppelungswellen unter Voraussetzung der Resonanz abgeleitet hat (vgl. S. 140 u. 141).

Im Grenzpunkte aber gelten die Wienschen Gleichungen, wie unten gezeigt wird, nur annähernd, und zwar um so weniger, je größer die Dekrementensumme $\varkappa_1 + \varkappa_2$ (s. S. 140) ist. Gerade in den hierzu gehörenden Fällen kann aber diese Summe groß werden, weshalb eine genaue Untersuchung über die Größe der Konstanten am Platze ist. Dieselbe zeigt, daß bei einer gewissen Dissonanz zwischen Primär- und Sekundärsystem und bei einer Koppelung, die praktisch gleich der kritischen ist, *die Koppelungsschwingungen theoretisch genau isochron und gleich gedämpft sind*, so daß überhaupt nur von einer einzigen Schwingung zu sprechen ist. Dieser Punkt soll im folgenden als *kritischer Punkt* bezeichnet werden. Die dazu gehörige Dissonanz ist im allgemeinen klein, wächst aber mit der Differenz $\varkappa_1 - \varkappa_2$. Aus dem Gesagten folgt, daß im kritischen Punkte Schwebungen im eigentlichen Sinne nicht eintreten können. Die Berechnung der Amplitudenverhältnisse zeigt aber, daß die Amplitudenkurve des Primärstromes (s. Fig. 8 u. 9) einen Verlauf hat, der für das Abbrechen des Funken während des sehr ausgezogenen Minimums sehr günstig zu sein scheint. Über die experimentelle Untersuchung, die ich im Anschluß an die theoretische gemacht habe, wird unten berichtet.

Ehe auf die theoretische Überlegung eingegangen wird, möchte ich eine Nebenerscheinung, welche mit starker Löschwirkung in engem Zusammenhang zu stehen scheint, etwas berühren. Dieselbe tritt bei den Wienschen Versuchen mit Löschröhre ebenso wie bei den Rieggerschen sehr stark hervor und äußert sich bei der Aufnahme der eigenen Resonanzkurve eines mit Löschfunkenstrecke versehenen Primärkreises als ein Verschieben des Resonanzpunktes gegen kleinere Schwingungszahl. Die Verschiebung erfolgt also in dem Sinne, in dem sie auf Grund der großen Dämpfung nach der vollständigen

Thomsonschen Formel zu erwarten wäre, ist aber viel größer. Wien[1]) hat bei Löschröhre sogar 12 % Verlängerung der Wellenlänge beobachtet.

Ich möchte in diesem Zusammenhange auf eine Untersuchung von Granqvist[2]) über den Verlauf verhältnismäßig langsamer Schwingungen in einem Kondensatorkreise mit Funkenstrecke hinweisen. Die Versuchsanordnung geht aus Fig. 5 hervor. I ist ein Induktorium, in dessen sekundärer Leitung die Leidener Flasche L, das Funkenmikrometer G, der Indikator i hintereinander geschaltet sind. Der Indikator war in horizontaler Lage vor dem Diaphragma l eines Braunschen Rohres placiert, und durch den in demselben fließenden Entladungsstrom wurde die vertikale Ablenkung des Kathodenstrahlenbündels hervorgebracht. Zur Ermittelung einer gleichzeitigen und hinreichend schnellen Ablenkung in horizontaler Richtung war der Elektromagnet j unter dem Diaphragma aufgestellt. Der Stromkreis desselben wurde nämlich durch die Bürste c, die rotierende Achse h, die metallische Belegung der auf der Achse befestigten Scheibe e und die Bürste d in dem Augenblick geschlossen, in dem der Primärkreis von I unterbrochen wurde. Der Vorgang der Unterbrechung geht aus der Fig. 5 hervor.

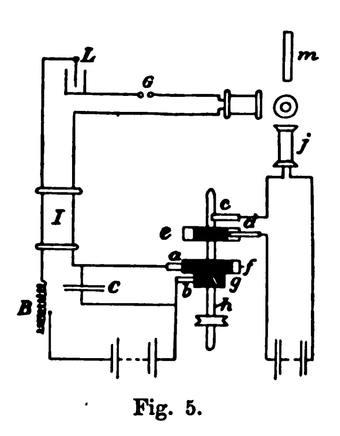


Fig. 5.

Mit Hilfe einer spiegelnden Glasplatte wurde ferner das Bild des fluoreszierenden Schirmes auf einen Tisch geworfen. Die auf den Schirm erhaltene Kurve konnte somit auf einem Papiere gezeichnet werden.

Wenn die Funkenstrecke G kurz geschlossen war, so wurde die Kurve Fig. 6a erhalten. Die Ungleichheit der Abschnitte der Abszissenachse erklärt sich dadurch, daß die Abszisse nicht der Zeit t proportional ist, sondern proportional

$$(1 - e^{-at})$$

wo a eine Konstante ist.

1) l. c.

2) K. Svenska Vetenskapsakademiens handlingar, Bd. 26, Afd. 1, Nr. 9, 18, 1901.

Die Kugeln im Funkenmikrometer wurden ferner etwas voneinander entfernt, so daß ein Funke zwischen ihnen auftrat. War die Länge dieses Funkens kleiner als 0,8 mm, so wurde dieselbe Kurve erhalten wie vorher, nur mit dem Unterschiede, daß die hintersten Oszillationen bei *a* fehlten.

Wurde die Funkenlänge darüber hinaus erhöht, so verschwanden mehr und mehr von diesen Oszillationen, und bei einer Funkenstrecke von ungefähr 2 mm wurde eine Stromkurve von demselben Aussehen wie Fig. 6*b* erhalten. Es liegt der Gedanke nahe, die oben geschilderte Erscheinung mit den Vorgängen in Kreisen mit schnelleren

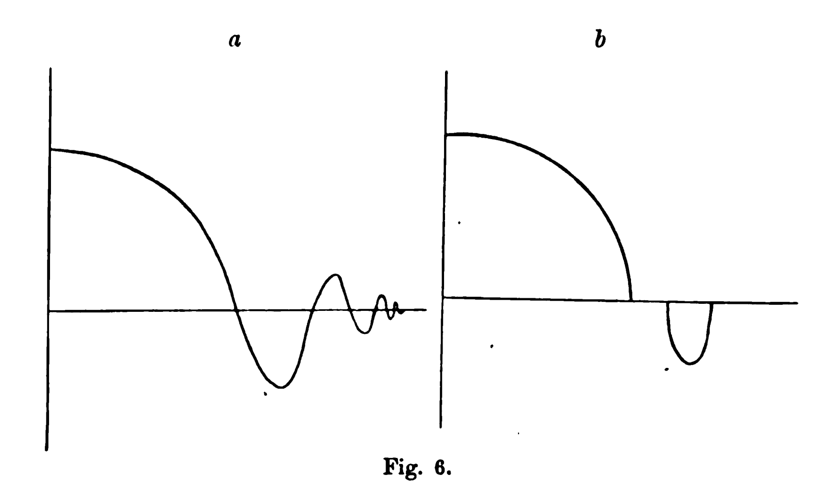


Fig. 6.

Schwingungen aber sehr stark entionisierenden Funkenstrecken zusammenzustellen. Dem scheint freilich die Ungleichheit der Verhältnisse bei kurzen Funkenstrecken zu widersprechen. Es ist aber zu beachten, daß bei der Anordnung von Granqvist die Initialamplitude von der Größe der Funkenstrecke unabhängig war, während dieselbe in gewöhnlichen Fällen mit letzterer stark abnimmt, welcher Umstand ja einen großen Anteil an der guten Löschwirkung bei kleinen Funken haben muß. Eine Verlängerung der Periode infolge des Auslöschens im Stromminimum, wenn auch wahrscheinlich, läßt sich leider nicht mit Sicherheit auf Grund der Kurven Fig. 6*a* u. 6*b* nachweisen. Die Untersuchung ging in ganz anderer Richtung vor. Die Erscheinung scheint aber gewissermaßen analog dem Vorgange im Duddellschen Lichtbogen zu sein. Die Verminderung der Schwingungszahl des letz-

teren gegenüber der Thomsonschen Formel wurde von demselben Forscher nachgewiesen[1]), und zwar zeigte er mittels photographischer Aufnahmen des Bogens, daß die Periode lineal mit der Dauer des Löschens wächst.

A. Theoretischer Teil.

Bezeichnungen:

E = Funkenpotential:
I_1 und I_2 = primärer resp. sekundärer Strom;
V_1 und V_2 = Kondensatorspannungen des Primär- resp. Sekundärkreises;
δ_1 und δ_2 = Dämpfungsexponenten der ungekoppelten Primär- resp. Sekundärkreise;
n_1 und n_2 = 2π-fache Periodenzahlen der ungekoppelten Primär- resp. Sekundärkreise;
$\varkappa_1$ und $\varkappa_2$ = die log. Dekremente der ungekoppelten Primär- resp. Sekundärkreise;
C_1 = Kapazität des Primärkreises;
C_2 = Kapazität des Sekundärkreises;
L_1 = Selbstinduktionskoeffizient des Primärkreises;
L_2 = Selbstinduktionskoeffizient des Sekundärkreises;
L_{12} = gegenseitiger Induktionskoeffizient;

$k = \sqrt{\frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}}$ = Koppelungsfaktor;

$$b_1 = n_1^2 + \delta_1^2 = \frac{1}{C_1 L_1};$$

$$b_2 = n_2^2 + \delta_2^2 = \frac{1}{C_2 L_2};$$

b_0 = gemeinsamer Wert von b_1 und b_2 im Resonanzfalle: $L_1 C_1 = L_2 C_2$.

Ferner:

δ_1' und δ_2' = Dämpfungsexponenten der Koppelungsschwingungen;
n_1' und n_2' = 2π-fache Periodenzahlen der Koppelungsschwingungen;
$\varkappa_1'$ und $\varkappa_2'$ = die log. Dekremente der Koppelungsschwingungen;

$$b_1' = n_1'^2 + \delta_1'^2;$$

$$b_2' = n_2'^2 + \delta_2'^2;$$

b = gemeinsamer Wert von b_1' und b_2' im kritischen Punkte.

1) Nova Acta Reg. Soc. Sc. Ups. Ser. IV, Vol. 1, Nr. 5, S. 20, 1907.

Schließlich sind die Verkürzungen eingeführt:

$$\Theta = \frac{\left(\frac{\delta_1}{b_1} - \frac{\delta_2}{b_2}\right)^2}{\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}}$$

$$a = \frac{\left(\frac{\delta_1}{b_1} + \frac{\delta_2}{b_2}\right)^2}{\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}}$$

$$x = \frac{\frac{1}{b_1} - \frac{1}{b_2}}{\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}} = -\frac{b_1 - b_2}{b_1 + b_2} = \text{Dissonanz der ungekoppelten Kreise.}$$

$$\alpha = 1 - \sqrt{(1 - k^2)(1 - x^2)}$$

Die Größen Θ, a, x und α beziehen sich wie ersichtlich auf die ungekoppelten Kreise und sind demnach als bekannt vorauszusetzen. Unbekannt sind dagegen:

$$\psi = \frac{\frac{1}{b_1'} + \frac{1}{b_2'}}{\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}} - 1$$

$$x' = \frac{\frac{1}{b_1'} - \frac{1}{b_2'}}{\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}}$$

$$\lambda = -\delta_1' + i\,n_1'$$
$$\bar{\lambda} = -\delta_1' - i\,n_1'$$
$$\gamma = -\delta_2' + i\,n_2'$$
$$\bar{\gamma} = -\delta_2' - i\,n_2'$$

Für die Lösungen der Differentialgleichungen (1) wird gesetzt:

$$V_1 = A_1 \cdot e^{\lambda t} + B_1 \cdot e^{\gamma t} + \bar{A}_1 \cdot e^{\bar{\lambda} t} + \bar{B}_1 \cdot e^{\bar{\gamma} t}$$
$$V_2 = A_2 \cdot e^{\lambda t} + B_2 \cdot e^{\gamma t} + \bar{A}_2 \cdot e^{\bar{\lambda} t} + \bar{B}_2 \cdot e^{\bar{\gamma} t}$$

Die Lösungen sind damit in reeller Form gebracht, denn es sind ja:

A_1 und $\bar{A}_1$ konjugiert komplexe Größen
B_1 „ $\bar{B}_1$ „ „ „
A_2 „ $\bar{A}_2$ „ „ „
B_2 „ $\bar{B}_2$ „ „ „
λ „ $\bar{\lambda}$ „ „ „
γ „ $\bar{\gamma}$ „ „ „

Die Differentialgleichungen des Schwingungsvorganges im gekoppelten System lassen sich bekanntlich schreiben:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 V_1}{d t^2} + 2\delta_1 \frac{d V_1}{d t} + b_1 V_1 &= -\frac{C_2 L_{12}}{C_1 L_1} \cdot \frac{d^2 V_2}{d t^2} \\ \frac{d^2 V_2}{d t^2} + 2\delta_2 \frac{d V_2}{d t} + b_2 V_2 &= -\frac{C_1 L_{12}}{C_2 L_2} \cdot \frac{d^2 V_1}{d t^2} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Es seien jetzt $V_1 = A_1 \cdot e^{\lambda t}$ und $V_2 = A_2 \cdot e^{\lambda t}$ ein System von partikulären Lösungen der Gleichungen (1). Dann findet man durch Einsetzen und Multiplikation:

$$\{\lambda^2 + 2\delta_1 \lambda + b_1\}\{\lambda^2 + 2\delta_2 \lambda + b_2\} - k^2 \cdot \lambda^2 = 0$$

Löst man die linke Seite in den Faktoren $(1 - k^2)\{\lambda^2 + 2\delta_1{}'\lambda + b_1{}'\}$ und $\{\lambda^2 + 2\delta_2{}'\lambda + b_2{}'\}$ auf und vergleicht die Koeffizienten der verschiedenen Potenzen von λ, so ergibt sich[1])

$$\left.\begin{aligned} \delta_1{}' + \delta_2{}' &= \frac{\delta_1 + \delta_2}{1 - k^2} \\ b_1{}' + b_2{}' + 4\delta_1{}'\delta_2{}' &= \frac{b_1 + b_2 + 4\delta_1\delta_2}{1 - k^2} \\ \delta_1{}' b_2{}' + \delta_2{}' b_1{}' &= \frac{\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1}{1 - k^2} \\ b_1{}' b_2{}' &= \frac{b_1 b_2}{1 - k^2} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Werden hier die drei ersten Gleichungen mit der vierten dividiert, so folgt nach einigen Umformungen:

$$\left.\begin{aligned} &\left(\frac{\delta_1{}'}{b_1{}'} + \frac{\delta_2{}'}{b_2{}'}\right)\left(\frac{1}{b_1{}'} + \frac{1}{b_2{}'}\right) - \left(\frac{\delta_1{}'}{b_1{}'} - \frac{\delta_2{}'}{b_2{}'}\right)\left(\frac{1}{b_1{}'} - \frac{1}{b_2{}'}\right) = \\ &\qquad = \left(\frac{\delta_1}{b_1} + \frac{\delta_2}{b_2}\right)\left(\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}\right) - \left(\frac{\delta_1}{b_1} - \frac{\delta_2}{b_2}\right)\left(\frac{1}{b_1} - \frac{1}{b_2}\right) \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

1) Vgl. B. Macků, Jahrb. 3, 330, 1910.

$$\left.\begin{array}{c}\frac{1}{b_1'}+\frac{1}{b_2'}-\left(\frac{\delta_1'}{b_1'}-\frac{\delta_2'}{b_2'}\right)^2=\frac{1}{b_1}+\frac{1}{b_2}-\left(\frac{\delta_1}{b_1}-\frac{\delta_2}{b_2}\right)^2\\ \frac{\delta_1'}{b_1'}+\frac{\delta_2'}{b_2'}=\frac{\delta_1}{b_1}+\frac{\delta_2}{b_2}\\ \left(\frac{1}{b_1'}+\frac{1}{b_2'}\right)^2-\left(\frac{1}{b_1'}-\frac{1}{b_2'}\right)^2=(1-k^2)\left\{\left(\frac{1}{b_1}+\frac{1}{b_2}\right)^2-\left(\frac{1}{b_1}-\frac{1}{b_2}\right)^2\right\}\end{array}\right\}\quad(3)$$

Es seien jetzt die Hilfsgröße ψ und die Verkürzungen Θ, a, α und x eingeführt. Deren Bedeutung geht aus der Zusammenstellung S. 136 hervor. Die unbekannten Oszillationskonstanten lassen sich dann nach den zweiten, dritten und vierten Gleichungen des Systems (3) folgendermaßen ausdrücken:

$$\left.\begin{array}{l}\left(\frac{\delta_1'}{b_1'}-\frac{\delta_2'}{b_2'}\right)^2=(\psi+\Theta)\left(\frac{1}{b_1}+\frac{1}{b_2}\right)\\ \left(\frac{\delta_1'}{b_1'}+\frac{\delta_2'}{b_2'}\right)^2=a\left(\frac{1}{b_1}+\frac{1}{b_2}\right)\\ \left(\frac{1}{b_1'}-\frac{1}{b_2'}\right)^2=(\psi+\alpha)(\psi+2-\alpha)\left(\frac{1}{b_1}+\frac{1}{b_2}\right)^2\\ \frac{1}{b_1'}+\frac{1}{b_2'}=(\psi+1)\left(\frac{1}{b_1}+\frac{1}{b_2}\right)\end{array}\right\}\quad(4)$$

Diese Ausdrücke in die erste Gleichung des Systems (3) eingesetzt ergeben *für die Unbekannte ψ die Gleichung dritten Grades:*

$$(\psi\sqrt{a}+x\sqrt{\Theta})^2=(\psi+\Theta)(\psi+\alpha)(\psi+2-\alpha)\qquad(5)$$

Über die physikalisch verwendbare Lösung dieser Gleichung ist folgendes zu bemerken:

1. Die beiden Faktoren $(\psi+\Theta)$ und $(\psi+\alpha)(\psi+2-\alpha)$ der rechten Seite müssen nach Gleichung (4) immer positiv sein.

2. ψ muß eine negative Größe sein. Denn man findet durch Ableitung von Gleichung (5): $\left(\frac{\partial\psi}{\partial\Theta}\right)$ = negativ, und da ψ gleich 0 für $\Theta=0$ wird, aber für keine positiven Werte von Θ (die Grenzfälle $x=1$ und $k=1$ ausgenommen), so folgt:

$$\psi=0,\text{ wenn }\Theta=0$$
$$\psi<0,\text{ wenn }\Theta>0$$

3. Es ist immer $2-\alpha\geq 1\geq\alpha$, und Θ eine kleine Größe. α

und Θ sind positiv. Der absolute Betrag von ψ ist also begrenzt durch:

$$|\psi| \leq \Theta$$
$$|\psi| \leq \alpha$$

Θ ist immer (und α bei loser Koppelung) eine sehr kleine Größe. Z. B. wird bei Resonanz annäherungsweise $\Theta = \frac{(\varkappa_1 - \varkappa_2)^2}{8\pi^2}$. Wenn beispielsweise die Differenz der Dekremente angenommen wird $\varkappa_1 - \varkappa_2 = 0{,}4$, so folgt: $\Theta \cong 0{,}002$.

Man kann folglich im Faktor $(\psi + 2 - \alpha)$ ohne merklichen Fehler ψ gegen $2 - \alpha$ vernachlässigen, und es *reduziert sich Gleichung* (5) *auf die Gleichung zweiten Grades:*

$$\frac{a}{2-\alpha}\left(\psi + x\sqrt{\frac{\Theta}{a}}\right)^2 = (\psi + \Theta)(\psi + \alpha) \tag{6}$$

Aus derselben sind die Oszillationskonstanten nach Gleichung (4) ganz allgemein lösbar, und zwar mit sehr kleinem Fehler. Der Fehler des Faktors $\frac{a}{2-\alpha}$ ist ja an sich verschwindend, aber außerdem ist die linke Seite gewöhnlich (im Resonanzfalle) klein gegen die Glieder der rechten Seite. Die allgemein gebrauchten Formeln von Wien[1]) gehen in der Tat, wie gezeigt werden wird, durch Vernachlässigung des linken Membrums hervor.

Der Resonanzfall.

$$x = 0;\ b_1 = b_2 = b_0.$$

Es wird dann:

$$\frac{a}{2-\alpha}\cdot\psi^2 = (\psi + \Theta)(\psi + \alpha)$$

Die Lösung läßt sich nach Fig. 7 graphisch veranschaulichen. Der Hyperbelast OBD' stellt die Beziehung zwischen $\frac{\psi}{\alpha}$ und $\frac{\Theta}{\alpha}$ dar. Derselbe schließt sich dem Linienzug OCD im allgemeinen eng an, und zwar ist sehr nahe

1) M. Wien, Wied. Ann. 61, 151, 1897.

$$BC \cong \sqrt{\frac{\alpha}{2-\alpha}} \cong \frac{\varkappa_1 + \varkappa_2}{4\pi}$$

$\varkappa_1$ und $\varkappa_2$ sind nach der Zusammenstellung S. 135 die Dekremente der ungekoppelten Kreise. Der Linienzug OCD wird dargestellt durch:

$$\left.\begin{aligned} \psi + \Theta &= 0, \text{ wenn } \alpha > \Theta \\ \psi + \alpha &= 0, \text{ wenn } \Theta > \alpha \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Der Grenzfall $\alpha = \Theta$ fällt sehr nahe mit dem Grenzfalle der Wienschen Formeln zusammen, wenn man für α und Θ die Werte

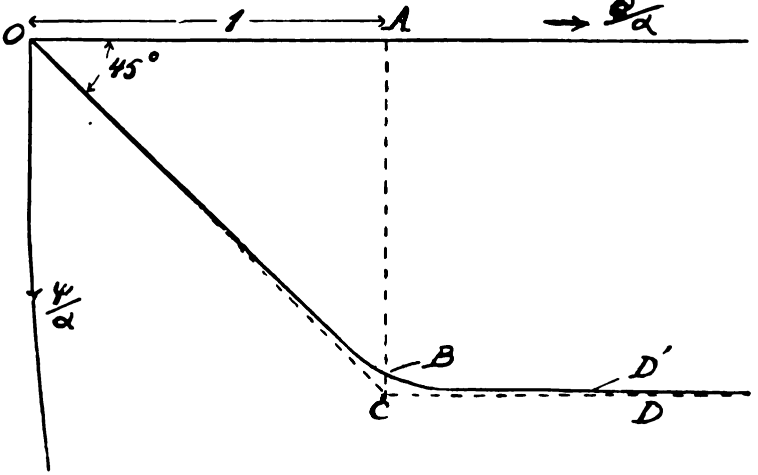


Fig. 7.

$\frac{k^2}{2}$ und $\frac{(\varkappa_1 - \varkappa_2)^2}{8\pi^2}$ einführt, was zulässig ist, wenn die Koppelung lose und die Dekremente nicht extrem groß sind. Wenn man die bequemen approximativen Lösungen (7) annimmt und das Koppelungsgebiet nach Wien in das „überwiegender Koppelung" resp. überwiegender Dämpfung spaltet, so folgt:

1. Überwiegende Koppelung:

$$\alpha > \Theta$$

oder

$$k > \frac{\varkappa_1 - \varkappa_2}{2\pi}.$$

Die Lösung ist

$$\psi = -\Theta$$

Nach Gleichung (4) ist

$$x' = \sqrt{(2-\alpha)(\alpha-\Theta)}$$

$$\left.\begin{matrix} b_1' \\ b_2' \end{matrix}\right\} \cong \frac{b_0}{1-k^2}(1 \pm x')$$

$$\left.\begin{matrix} \delta_1' \\ \delta_2' \end{matrix}\right\} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\delta_1 + \delta_2}{1-k^2}(1 \pm x')$$

Ist die Koppelung fest, so daß Θ gegen α vernachlässigt werden kann, so wird

$$x' = \sqrt{(2-\alpha)\cdot\alpha} = k$$

Die Formeln gehen dann, da für b_1' und b_2' sehr wohl n'^2_1 und n'^2_2 gesetzt werden kann, in die Drudeschen Gleichungen[1]) über. Ist die Koppelung hingegen lose, so kann α durch $\frac{k^2}{2}$ und $2-\alpha$ durch 2 ersetzt werden. Dann wird, wenn man noch n_0^2 für $b_1 = b_2 = b_0$ und 1 für $1 - k^2$ setzt:

$$x' = \frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{k^2 n_0^2 - (\delta_1 - \delta_2)^2}$$

$$\left.\begin{matrix} n_1' \\ n_2' \end{matrix}\right\} = n_0 \pm \frac{1}{2}\sqrt{k^2 n_0^2 - (\delta_1 - \delta_2)^2}$$

$$\left.\begin{matrix} \delta_1' \\ \delta_2' \end{matrix}\right\} = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\left\{1 \pm \sqrt{k^2 - \frac{(\delta_1 - \delta_2)^2}{n_0^2}}\right\}$$

was mit den Wienschen Gleichungen für überwiegende Koppelung übereinstimmt.

II. Überwiegende Dämpfung.

$$\alpha < \Theta$$

oder

$$k < \frac{\varkappa_1 - \varkappa_2}{2\pi}$$

1) Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512, 1904.

Die Lösung ist:

$$\psi = -\alpha$$

In diesem Falle kann immer $\alpha = \frac{k^2}{2}$ gesetzt werden. Es folgt:

$$x' = 0$$
$$b_1' = b_2'$$

oder angenähert

$$n_1'^2 = n_2'^2 = n_0^2$$

$$\left.\begin{matrix}\delta_1' \\ \delta_2'\end{matrix}\right\} = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \pm \frac{1}{2} \cdot \sqrt{(\delta_1 - \delta_2)^2 - k^2 n_0^2}$$

was vollkommen mit den Wienschen Formeln übereinstimmt.

Kritischer Punkt.

$$[x = \sqrt{a\,\Theta}; \quad \alpha = \Theta]$$

Exakte Lösungen der exakten Gleichung (5) lassen sich in zwei Fällen der Dissonanz direkt ermitteln, und zwar für

$$x = \alpha \sqrt{\frac{a}{\Theta}}$$

resp.

$$x = \sqrt{a\,\Theta}$$

Hier interessiert aber nur der zweite Fall. Wenn $x = \sqrt{a\,\Theta}$ in Gleichung (5) eingesetzt wird, so folgt:

$$a(\psi + \Theta)^2 = (\psi + \Theta)(\psi + \alpha)(\psi + 2 - \alpha)$$

und somit die Lösung:

$$\psi + \Theta = 0, \text{ wenn } \alpha > \Theta$$
$$a(\psi + \Theta) = (\psi + \alpha)(\psi + 2 - \alpha), \text{ wenn } \Theta > \alpha$$

Wenn außerdem $\alpha = \Theta$ ist, so ist offenbar:

$$\psi + \Theta = \psi + \alpha = 0 \quad (x = \sqrt{a\,\Theta}; \ \alpha = \Theta)$$

Im kritischen Punkte ist also nach Gleichung (4):

$$b_1' = b_2'$$
$$\delta_1' = \delta_2'$$

d. h. die beiden Koppelungsschwingungen sind der Theorie nach genau isochron und gleich gedämpft (vgl. S. 132 u. 146).

Amplitutenverhältnisse.

Eingeführt sei noch:

$$\begin{cases} p_1 = -\dfrac{C_2 L_{12}}{C_1 L_1} \\ p_2 = -\dfrac{C_1 L_{12}}{C_2 L_2} \\ M = 4\dfrac{\delta_1^{\,2}}{b_1^{\,2}} - \dfrac{1}{b_1} \\ N = -2\dfrac{\delta_1}{b_1} \\ L = -\dfrac{p_2}{b_2} \end{cases}$$

Die Lösungen der Differentialgleichungen (1) der Koppelungsschwingungen werden in reeller Form dargestellt durch:

$$\begin{aligned} V_1 &= A_1 \cdot e^{\lambda t} + B_1 \cdot e^{\gamma t} + \bar{A}_1 \cdot e^{\bar{\lambda} t} + \bar{B}_1 e^{\bar{\gamma} t} \\ V_2 &= A_2 \cdot e^{\lambda t} + B_2 \cdot e^{\gamma t} + \bar{A}_2 \cdot e^{\bar{\lambda} t} + \bar{B}_2 \cdot e^{\bar{\gamma} t} \end{aligned} \tag{8}$$

(Vgl. Zusammenstellung S. 136.) Durch Einsetzen dieser Lösungen in Gleichung (1) findet man, wenn man die Koeffizienten der verschiedenen Exponentialausdrücke je für sich gleich 0 setzt:

$$\left.\begin{aligned} &\{\lambda^2 + 2\delta_1\lambda + b_1\}\cdot A_1 = -p_1\lambda^2 A_2; \; \{\bar{\lambda}^2 + 2\delta_1\bar{\lambda} + b_1\}\cdot\bar{A}_1 = -p_1\bar{\lambda}^2\bar{A}_2 \\ &\{\gamma^2 + 2\delta_1\gamma + b_1\}\cdot B_1 = -p_1\gamma^2 B_2; \; \{\bar{\gamma}^2 + 2\delta_1\bar{\gamma} + b_1\}\cdot\bar{B}_1 = -p_1\bar{\gamma}^2\cdot\bar{B}_2 \\ &\{\lambda^2 + 2\delta_2\lambda + b_2\}\cdot A_2 = -p_2\lambda^2 A_1; \; \{\bar{\lambda}^2 + 2\delta_2\bar{\lambda} + b_2\}\cdot\bar{A}_2 = -p_2\cdot\bar{\lambda}^2\cdot\bar{A}_1 \\ &\{\gamma^2 + 2\delta_2\gamma + b_2\}\cdot B_2 = -p_2\gamma^2 B_1; \; \{\bar{\gamma}^2 + 2\delta_2\bar{\gamma} + b_2\}\cdot\bar{B}_2 = -p_2\cdot\bar{\gamma}^2\bar{B}_1 \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Die Gleichungen der rechten Kolonne folgen direkt aus denen der linken, wenn nur $+i$ gegen $-i$ vertauscht wird. Zur Bestimmung der 8 Integrationskonstanten müssen noch die Anfangsbedingungen aufgestellt werden. Es sei dann angenommen, daß zur Zeit $t = 0$ der Schwingungsvorgang eben ausgelöst wird in der Weise, daß

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= E; \; I_1 = 0 \\ V_2 &= 0; \; I_2 = 0 \end{aligned}\right\} \text{ für } t = 0$$

Aus Gleichung (8) folgt dann:

$$\left.\begin{aligned} A_1 + B_1 + \bar{A}_1 + \bar{B}_1 &= E \\ \lambda A_1 + \gamma B_1 + \bar{\lambda} \bar{A}_1 + \bar{\gamma} \bar{B}_1 &= 0 \\ A_2 + B_2 + \bar{A}_2 + \bar{B}_2 &= 0 \\ \lambda A_2 + \gamma B_2 + \bar{\lambda} \bar{A}_2 + \bar{\gamma} \bar{B}_2 &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Zur Bestimmung der 8 Konstanten stehen somit 8 Gleichungen zur Verfügung[1]). Wenn man jetzt die zwei ersten Gleichungen jeder Kolonne des Systems (9) mit resp. λ, γ, $\bar{\lambda}$ und $\bar{\gamma}$ dividiert und summiert, ferner dieselben Gleichungen mit λ^2, γ^2, $\bar{\lambda}^2$ und $\bar{\gamma}^2$ dividiert und wieder summiert und schließlich dasselbe Verfahren mit den übrigbleibenden vier Gleichungen von (9) wiederholt, so erhält man vier Gleichungen, welche zusammen mit (10) das System ergeben:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{A_1}{\lambda^2} + \frac{B_1}{\gamma^2} + \frac{\bar{A}_1}{\bar{\lambda}^2} + \frac{\bar{B}_1}{\bar{\gamma}^2} = M \cdot E; && \frac{A_2}{\lambda^2} + \frac{B_2}{\gamma^2} + \frac{\bar{A}_2}{\bar{\lambda}^2} + \frac{\bar{B}_2}{\bar{\gamma}^2} = L \cdot E \\ &\frac{A_1}{\lambda} + \frac{B_1}{\gamma} + \frac{\bar{A}_1}{\bar{\lambda}} + \frac{\bar{B}_1}{\bar{\gamma}} = N \cdot E; && \frac{A_2}{\lambda} + \frac{B_2}{\gamma} + \frac{\bar{A}_2}{\bar{\lambda}} + \frac{\bar{B}_2}{\bar{\gamma}} = 0 \\ &A_1 + B_1 + \bar{A}_1 + \bar{B}_1 = E; && A_2 + B_2 + \bar{A}_2 + \bar{B}_2 = 0 \\ &\lambda A_1 + \gamma B_1 + \bar{\lambda} \bar{A}_1 + \bar{\gamma} \bar{B}_1 = 0; && \lambda A_2 + \gamma B_2 + \bar{\lambda} \bar{A}_2 + \bar{\gamma} \bar{B}_2 = 0 \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Die gemeinschaftliche Systemdeterminante ist:

$$\varDelta = \begin{vmatrix} \frac{1}{\lambda^2} & \frac{1}{\gamma^2} & \frac{1}{\bar{\lambda}^2} & \frac{1}{\bar{\gamma}^2} \\ \frac{1}{\lambda} & \frac{1}{\gamma} & \frac{1}{\bar{\lambda}} & \frac{1}{\bar{\gamma}} \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ \lambda & \gamma & \bar{\lambda} & \bar{\gamma} \end{vmatrix} = \frac{(\lambda - \gamma)(\lambda - \bar{\lambda})(\lambda - \bar{\gamma})(\gamma - \bar{\lambda})(\gamma - \bar{\gamma})(\bar{\lambda} - \bar{\gamma})}{\lambda^2 \gamma^2 \bar{\lambda}^2 \bar{\gamma}^2}$$

Es wird offenbar genügen die Konstante A_1 und A_2 zu bestimmen. Die übrigen gehen nachher durch zyklische Vertauschung aus A_1 und A_2 hervor. Für A_1 gilt:

$$\varDelta \cdot A_1 = \frac{E}{\gamma^2 \bar{\lambda}^2 \bar{\gamma}^2} \begin{vmatrix} M & 1 & 1 & 1 \\ N & \gamma & \bar{\lambda} & \bar{\gamma} \\ 1 & \gamma^2 & \bar{\lambda}^2 & \bar{\gamma}^2 \\ 0 & \gamma^3 & \bar{\lambda}^3 & \bar{\gamma}^3 \end{vmatrix}$$

1) Vgl. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 521, 1904.

oder

$$\frac{\Delta \cdot A_1}{E} \cdot \gamma^2 \bar{\lambda}^2 \bar{\gamma}^2 = M \gamma \bar{\lambda} \bar{\gamma} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \gamma & \bar{\lambda} & \bar{\gamma} \\ \gamma^2 & \bar{\lambda}^2 & \bar{\gamma}^2 \end{vmatrix} - N \cdot \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \gamma^2 & \bar{\lambda}^2 & \bar{\gamma}^2 \\ \gamma^3 & \bar{\lambda}^3 & \bar{\gamma}^3 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \gamma & \bar{\lambda} & \bar{\gamma} \\ \gamma^3 & \bar{\lambda}^3 & \bar{\gamma}^3 \end{vmatrix}$$

Die drei Unterdeterminanten berechnen sich leicht zu:

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \gamma & \bar{\lambda} & \bar{\gamma} \\ \gamma^2 & \bar{\lambda}^2 & \bar{\gamma}^2 \end{vmatrix} = -(\gamma - \bar{\lambda})(\gamma - \bar{\gamma})(\bar{\lambda} - \bar{\gamma})$$

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \gamma^2 & \bar{\lambda}^2 & \bar{\gamma}^2 \\ \gamma^3 & \bar{\lambda}^3 & \bar{\gamma}^3 \end{vmatrix} = -(\gamma - \bar{\lambda})(\gamma - \bar{\gamma})(\bar{\lambda} - \bar{\gamma})(\gamma \bar{\lambda} + \gamma \bar{\gamma} + \bar{\lambda} \bar{\gamma})$$

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \gamma & \bar{\lambda} & \bar{\gamma} \\ \gamma^3 & \bar{\lambda}^3 & \bar{\gamma}^3 \end{vmatrix} = -(\gamma - \bar{\lambda})(\gamma - \bar{\gamma})(\bar{\lambda} - \bar{\gamma})(\gamma + \bar{\lambda} + \bar{\gamma})$$

$\therefore$

$$\left.\begin{aligned} \frac{A_1}{E} \cdot \frac{(\lambda - \gamma)(\lambda - \bar{\lambda})(\lambda - \bar{\gamma})}{\lambda^2} &= -M \cdot \gamma \bar{\lambda} \bar{\gamma} + \\ &+ N(\gamma \bar{\lambda} + \gamma \bar{\gamma} + \bar{\lambda} \bar{\gamma}) - (\gamma + \bar{\lambda} + \bar{\gamma}) \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Für A_2 gilt:

$$\Delta \cdot A_2 = \frac{E}{\gamma \bar{\lambda} \bar{\gamma}} \begin{vmatrix} L_1 & \frac{1}{\gamma} & \frac{1}{\bar{\lambda}} & \frac{1}{\bar{\gamma}} \\ 0 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & \gamma & \bar{\lambda} & \bar{\gamma} \\ 0 & \gamma^2 & \bar{\lambda}^2 & \bar{\gamma}^2 \end{vmatrix} = -\frac{EL}{\gamma \bar{\lambda} \bar{\gamma}} (\gamma - \bar{\lambda})(\gamma - \bar{\gamma})(\bar{\lambda} - \bar{\gamma})$$

$$\frac{A_2}{E} \cdot \frac{(\lambda - \gamma)(\lambda - \bar{\lambda})(\lambda - \bar{\gamma})}{\lambda^2} = -L \cdot \gamma \bar{\lambda} \bar{\gamma} \quad (13)$$

Die Ausdrücke der Gleichungen (12) und (13) sind ganz allgemein.

Amplitudenverhältnisse im kritischen Punkte.

(Siehe S. 142.)

$$\delta_1' = \delta_2' = \delta \qquad b_1' = b_2' = b$$
$$x = \sqrt{a\,\Theta} \qquad a = \Theta$$

Der Primärkreis wird als sehr stark, der Sekundärkreis als sehr schwach gedämpft angenommen, was ja gerade den Verhältnissen bei guter Löschwirkung entspricht (S. 129). Es sei also zur Vereinfachung der Rechnungen δ_2 *gegen* δ_1 *vernachlässigt.*

Dann wird nach der Zusammenstellung S. 136:

$$\left.\begin{array}{l} a = \Theta \\ x = \sqrt{a\,\Theta} = \Theta \\ a = \Theta = 1 - \sqrt{(1-k^2)(1-\Theta^2)} \end{array}\right\} \therefore \Theta = \frac{k^2}{2-k^2} \qquad (14)$$

Ferner ist

$$\psi = -\Theta = \frac{\frac{2}{b}}{\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}} - 1 \therefore$$

$$\left.\begin{array}{l} \frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2} = \frac{1}{1-\Theta} \cdot \frac{2}{b} \\ \frac{1}{b_1} - \frac{1}{b_2} = x\left(\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}\right) = \frac{\Theta}{1-\Theta} \cdot \frac{2}{b} \end{array}\right\} \therefore \begin{array}{l} b_1 = (1-k^2)\,b \\ b_2 = b = n_2{}^2 \end{array} \qquad (15)$$

Schließlich ist nach Gleichung (3):

$$\left.\begin{array}{l} 2\frac{\delta}{b} = \frac{\delta_1}{b_1} \therefore \\ \Theta = \frac{\left(\frac{\delta_1}{b_1}\right)^2}{\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}} = 4\frac{\delta^2}{b^2} \cdot \frac{1-\Theta}{2} \cdot b \end{array}\right\} \therefore$$

$$\left.\begin{aligned}
&\therefore\\
&\frac{\delta_1^{\,2}}{b_1} = k^2\\
&4\,\frac{\delta^2}{b} = \frac{k^2}{1-k^2}\\
&\delta_1 = 2\,\delta(1-k^2) = k\cdot\sqrt{1-k^2}\cdot n_2\\
&\delta = \frac{k}{2\sqrt{1-k^2}}\cdot n_2\\
&\frac{\delta}{n} = \frac{k}{\sqrt{4-5\,k^2}}\\
&n = \sqrt{\frac{1-1\cdot 25\,k^2}{1-k^2}}\cdot n_2\\
&n_1 = (1-k^2)\cdot n_2\\
&n_2 = \frac{1}{\sqrt{C_2\,L_2}}
\end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Somit sind die verschiedenen Größen ausgedrückt worden durch den Koppelungsfaktor k und die 2π-fache Schwingungszahl des ungekoppelten, schwachgedämpften Sekundärkreises.

Die Ausdrücke der Schwingungen lassen sich jetzt leicht ermitteln.

I. Primärkreis.

B_1 geht aus A_1 durch Vertauschen von λ und γ hervor. Die allgemeinen Ausdrücke können nach Gleichung (12) geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
A_1 &= \frac{E}{(\lambda-\gamma)(\lambda-\bar{\lambda})(\lambda-\bar{\gamma})}\cdot\{\lambda\,\xi + \lambda^2\,\eta\}\\
B_1 &= \frac{-E}{(\lambda-\gamma)(\gamma-\bar{\lambda})(\gamma-\bar{\gamma})}\cdot\{\gamma\,\xi + \gamma^2\,\eta\}
\end{aligned} \quad (17)$$

Hier bedeutet:

$$\xi = -M\cdot\lambda\gamma\bar{\lambda}\bar{\gamma} + N\cdot\lambda\gamma(\bar{\lambda}+\bar{\gamma}) - \lambda\gamma$$
$$\eta = N\cdot\bar{\lambda}\bar{\gamma} - (\bar{\lambda}+\bar{\gamma})$$

In dem hier vorliegenden Falle des kritischen Punktes wird $\lambda = \gamma$ und $\bar{\lambda} = \bar{\gamma}$. In den Ausdrücken der Integrationskonstante treten dann

0-Faktoren auf, welche die Werte der Gleichung (8) unbestimmt unendlich machen. Um diese Unbestimmtheit zu heben, kann man folgendermaßen verfahren:

V_1 wird in die Form gebracht:

$$V_1 = e^{\frac{\lambda+\gamma}{2}\cdot t}\cdot\left\{A_1\cdot e^{\frac{\lambda-\gamma}{2}\cdot t} + B_1\cdot e^{-\frac{\lambda-\gamma}{2}\cdot t}\right\} + \text{die konjugierte Funktion}$$

und ferner wird aufgelöst:

$$e^{\frac{\lambda-\gamma}{2}\cdot t} = 1 + \frac{\lambda-\gamma}{2}\cdot t + \left(\frac{\lambda-\gamma}{2}\right)^2\cdot\frac{t^2}{\underline{|2}} + \cdots$$

$$e^{-\frac{\lambda-\gamma}{2}\cdot t} = 1 - \frac{\lambda-\gamma}{2}\cdot t + \left(\frac{\lambda-\gamma}{2}\right)^2\cdot\frac{t^2}{\underline{|2}} - \cdots$$

woraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} V_1 = e^{\frac{\lambda+\gamma}{2}\cdot t}\cdot\Big\{ & A_1 + B_1 + (A_1 - B_1)(\lambda-\gamma)\frac{t}{2} + \\ & + (A_1 + B_1)\left(\frac{\lambda-\gamma}{2}\right)^2\cdot\frac{t^2}{\underline{|2}} + \cdots\Big\} + \text{die konjugierte Funktion} \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

Im Ausdrucke für V_1 treten also nach Gleichungen (17) u. (18) die folgenden Koeffizienten auf, deren Limeswerte (für $\lambda = \gamma$, $\bar{\lambda} = \bar{\gamma}$) endlich sind:

$$\frac{1}{\lambda-\gamma}\left\{\frac{\lambda}{(\lambda-\bar{\lambda})(\lambda-\bar{\gamma})} - \frac{\gamma}{(\gamma-\bar{\lambda})(\gamma-\bar{\gamma})}\right\} = \\ = \frac{\bar{\lambda}\bar{\gamma} - \lambda\gamma}{(\lambda-\bar{\lambda})(\lambda-\bar{\gamma})(\gamma-\bar{\lambda})(\gamma-\bar{\gamma})}$$

$$\frac{\lambda}{(\lambda-\bar{\lambda})(\lambda-\bar{\gamma})} + \frac{\gamma}{(\gamma-\bar{\lambda})(\gamma-\bar{\gamma})} = \\ = \frac{(\lambda+\gamma)(\lambda\gamma+\bar{\lambda}\bar{\gamma}) - 2\lambda\gamma(\bar{\lambda}+\bar{\gamma})}{(\lambda-\bar{\lambda})(\lambda-\bar{\gamma})(\gamma-\bar{\lambda})(\gamma-\bar{\gamma})}$$

$$\frac{1}{\lambda-\gamma}\left\{\frac{\lambda^2}{(\lambda-\bar{\lambda})(\lambda-\bar{\gamma})} - \frac{\gamma^2}{(\gamma-\bar{\lambda})(\gamma-\bar{\gamma})}\right\} = \\ = \frac{\bar{\lambda}\bar{\gamma}(\lambda+\gamma) - \lambda\gamma(\bar{\lambda}+\bar{\gamma})}{(\lambda-\bar{\lambda})(\lambda-\bar{\gamma})(\gamma-\bar{\lambda})(\gamma-\bar{\gamma})}$$

$$\frac{\lambda^2}{(\lambda-\bar\lambda)(\lambda-\bar\gamma)}+\frac{\gamma^2}{(\gamma-\bar\lambda)(\gamma-\bar\gamma)}=$$
$$=\frac{2\lambda^2\gamma^2+\bar\lambda\bar\gamma(\lambda^2+\gamma^2)-\lambda\gamma(\lambda+\gamma)(\bar\lambda+\bar\gamma)}{(\lambda-\bar\lambda)(\lambda-\bar\gamma)(\gamma-\bar\lambda)(\gamma-\bar\gamma)}$$

Wird jetzt zur Grenze $\lambda=\gamma$, $\bar\lambda=\bar\gamma$ übergegangen, so findet man:

$$\left.\begin{aligned}
&\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\bar\gamma}}(A_1+B_1)=\\
&\qquad=E\left\{-\frac{\lambda+\bar\lambda}{(\lambda-\bar\lambda)^3}\cdot\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\bar\gamma}}\xi-\frac{2\lambda\bar\lambda}{(\lambda-\bar\lambda)^3}\cdot\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\bar\gamma}}\eta\right\}\\
&\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\bar\gamma}}(A_1-B_1)(\lambda-\gamma)\cdot\frac{t}{2}=\\
&\qquad=E\cdot t\left\{\frac{\lambda}{(\lambda-\bar\lambda)^2}\cdot\operatorname{Limes}\xi+\frac{\lambda^2}{(\lambda-\bar\lambda)^2}\cdot\operatorname{Limes}\eta\right\}
\end{aligned}\right\}\quad(19)$$

$$\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\bar\gamma}}\xi=-\operatorname{Limes}M(\lambda\bar\lambda)^2+2\operatorname{Limes}N\lambda^2\bar\lambda-\lambda^2$$

$$\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\bar\gamma}}\eta=\operatorname{Limes}N\cdot\bar\lambda^2-2\bar\lambda$$

Ferner ergibt sich aus Gleichungen (15) u. (16) (siehe auch S. 143):

$$\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\bar\gamma}}M=\operatorname{Limes}\left(4\frac{\delta_1^2}{b_1^2}-\frac{1}{b_1}\right)=12\frac{\delta^2}{b^2}-\frac{1}{b}$$

$$\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\bar\gamma}}N=\operatorname{Limes}\left(-2\frac{\delta_1}{b_1}\right)=-4\frac{\delta}{b}$$

Man findet jetzt, wenn berücksichtigt wird, daß

$$\lambda\bar\lambda=b;\quad \lambda+\bar\lambda=-2\delta;\quad \lambda-\bar\lambda=2in:$$

$$\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\bar\gamma}}(\xi+\lambda\eta)=-\operatorname{Limes}Mb^2+\operatorname{Limes}Nb(2\lambda+\bar\lambda)-(\lambda^2+2\lambda\bar\lambda)=$$
$$=-12\delta^2+b-4\delta(-3\delta+in)-b-(\delta^2-n^2-2in\delta+n^2+\delta^2)=$$
$$=2\delta(-\delta-in)=-\bar\lambda(\lambda+\bar\lambda)$$

$$\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\gamma}}(\xi+2\lambda\eta) = -\operatorname{Limes} Mb^2 + 2\operatorname{Limes} N\cdot b(\lambda+\bar\lambda) - (\lambda^2+4\lambda\bar\lambda) =$$

$$= -12\delta^2 + b + 16\delta^2 - b - (\delta^2 - n^2 - 2in\delta + 3n^2 + 3\delta^2) =$$

$$= -2in(-\delta - in) = -\bar\lambda(\lambda - \bar\lambda)$$

$$\operatorname*{Limes}_{\substack{\lambda=\gamma\\ \bar\lambda=\gamma}} \xi = -\bar\lambda(\lambda + 3\bar\lambda)$$

Für die Kondensatorspannung V_1 und die Stromstärke I_1 des Primärkreises findet man jetzt die Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned}
V_1 &= E\cdot e^{\lambda t}\left\{\frac{2\lambda\bar\lambda(\lambda+\bar\lambda)}{(\lambda-\bar\lambda)^3} - \frac{\bar\lambda}{(\lambda-\bar\lambda)} - \frac{\lambda\bar\lambda(\lambda+\bar\lambda)}{(\lambda-\bar\lambda)^2}\cdot t\right\} + \\
&\quad + \text{die konj. Funkt.} = E\cdot e^{(-\delta+in)t}\left\{\frac{1}{2} - i\frac{\delta}{n}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\delta^2}{n^2}\right) - \right.\\
&\quad \left. -\frac{1}{2}\cdot\delta\left(1+\frac{\delta^2}{n^2}\right)t\right\} + \text{die konj. Funkt.}\\
I_1 &= -C_1\frac{dV_1}{dt} = -\frac{C_1 E}{2}\left(1+\frac{\delta^2}{n^2}\right)(-\delta+in)\left(1-\delta t - i\frac{\delta}{n}\right)\cdot\\
&\quad \cdot e^{(-\delta+in)t} + \text{die konj. Funkt.}
\end{aligned}\right\} \quad (20)$$

II. Sekundärkreis.

Die Sekundärspannung drückt sich leicht mit Hilfe von Gleichung (19) aus, nur daß hier zu setzen ist:

$$\xi = -L(\lambda\bar\lambda)^2 = \frac{p_2}{b_2}\cdot b^2 = \frac{L_{12}C_1}{L_2 C_2}\cdot b$$

$$\eta = 0$$

Da man aber nach Gleichung (15):

$$\frac{1}{C_1 L_1} = (1-k^2)\frac{1}{C_2 L_2}$$

und der Definition nach $k = \dfrac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}$ hat, so folgt:

$$-L(\lambda\bar\lambda) = \frac{k}{\sqrt{1-k^2}}\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}$$

Dann erhält man:

$$\left.\begin{aligned} V_2 &= \frac{1}{4}\cdot\frac{E\cdot k}{\sqrt{1-k^2}}\cdot\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}\left(1+\frac{\delta^2}{n^2}\right)\left\{i\cdot\frac{\delta}{n}-t(-\delta+in)\right\}\cdot \\ &\cdot e^{(-\delta+in)t}+\text{die konj. Funkt.} \\ I_2 &= -C_2\frac{dV_2}{dt}=\frac{1}{4}\cdot\frac{Ek}{\sqrt{1-k^2}}\cdot\sqrt{C_1C_2}\left(1+\frac{\delta^2}{n^2}\right)(-\delta+ \\ &+in)\left\{1-\delta t-i\left(\frac{\delta}{n}-nt\right)\right\}e^{(-\delta+in)t}+\text{die konj. Funkt.} \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

Die Amplitudenkurven für I_1 und V_2.

Dieselben sind in Fig. 8 und Fig. 9 für die Koppelungsgraden $k = 0{,}05$ und $k = 0{,}1$ aufgezeichnet, und zwar nach den folgenden Aus-

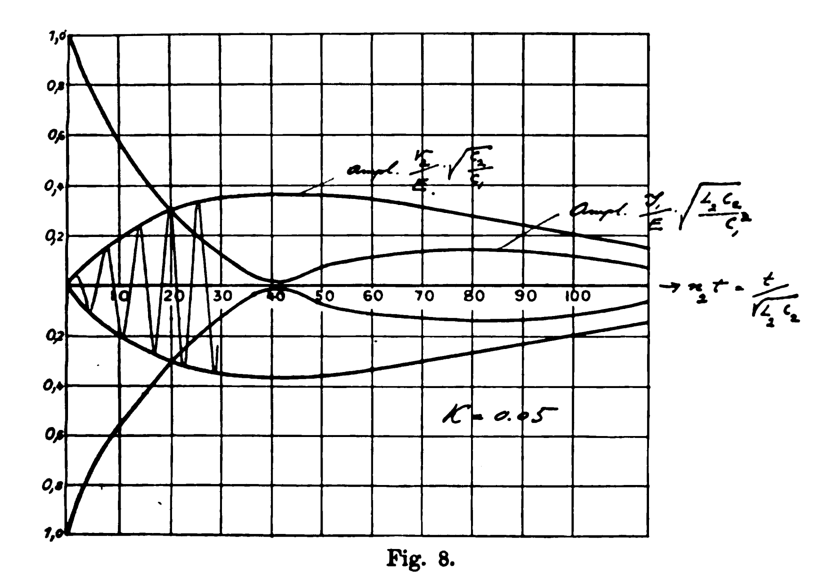


Fig. 8.

drücken, welche leicht aus Gleichungen (20) und (21) mit Berücksichtigung von Gleichung (16) berechnet werden:

$$\left.\begin{aligned} \text{Ampl. } I_1 &= n_2\cdot C_1\cdot E\cdot\frac{1-k^2}{1-1\cdot 25k^2}\cdot \\ &\cdot\sqrt{\left(1-\frac{k}{2\sqrt{1-k^2}}\cdot n_2 t\right)^2+\frac{k^2}{4-5k^2}}\cdot e^{-\frac{k}{2\sqrt{1-k^2}}\cdot n_2 t} \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

$$\left.\begin{aligned} \text{Ampl. } V_2 &= E\cdot\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}\cdot\frac{k\cdot\sqrt{1-k^2}}{2-2\cdot 5k^2}\cdot \\ &\cdot\sqrt{\frac{k^2}{4-5k^2}+n_2^{\,2}t^2-\frac{k}{\sqrt{1-k^2}}\cdot n_2\,t\cdot e^{-\frac{k}{2\sqrt{1-k^2}}\cdot n_2 t}} \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

Das Maximum von V_2 wird sehr nahe zur Zeit $t = \frac{1}{\delta}$ erreicht $\left(\text{oder bei } n_2\,t = \frac{2\sqrt{1-k^2}}{k}\right)$ und ist, ziemlich unabhängig von der Koppelung, ungefähr $E\cdot\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}\cdot e^{-1}$. Im Sekundärkreise ist dann ungefähr $\frac{1}{e^2}\cdot 100$ oder 13 % der ursprünglichen Primärenergie über-

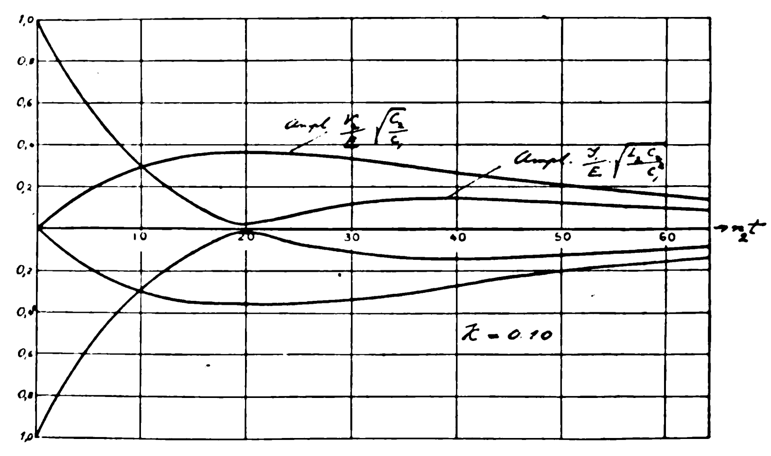


Fig. 9.

gegangen. Beinahe zu gleicher Zeit wird die Amplitude I_1 ein Minimum. Dasselbe wird theoretisch niemals genau Null, aber bei kleinen Koppelungen sehr nahe. Das Minimum wächst mit der Koppelung, und zwar ist nach Gleichung (22) rund:

$$(\text{Ampl. } I_1)_{Min} \cong \frac{k}{2}\cdot e^{-1}\cdot \text{Initialampl. } I_1$$

(Schluß — Experimenteller Teil — folgt.)

Bemerkung zu der Abhandlung von Herrn S. Loewe: „Eine Ursache störender Induktion bei Messungen in Hochfrequenzschwingungskreisen."[1])

Von **Otto Droysen.**

S. Loewe hat die Störungen in Hochfrequenzschwingungskreisen durch parasitäre Schwingungen näher untersucht. Sie machen sich hauptsächlich bei Dämpfungsmessungen durch induzierte Schwingungen in der Galvanometerleitung des Meßkreises und dadurch verursachte Erwärmung des darin befindlichen Thermokreuzes unangenehm bemerkbar.

Diese Erscheinungen sind schon früher[2]) mehrfach beobachtet und traten in besonders starkem Maße bei den Versuchen mit kurzen Wellen hervor, da es sich dort nur um geringe Energiemengen handelte und der „Nullausschlag", d. h. der Ausschlag, der allein durch die parasitären Schwingungen verursacht wird, oft das Mehrfache des zu messenden Ausschlages ausmachte.

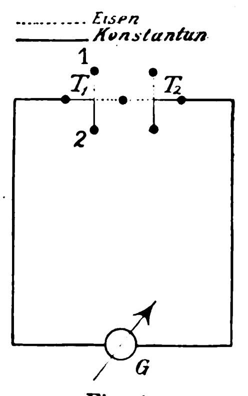


Fig. 1.

Verschiedene Mittel sind schon zur Abschwächung dieser Störungen angegeben worden, durch welche die Schwingungen von dem Thermokreuz abgehalten werden sollen. Solche Mittel sind: Verlegung der Galvanometerleitung in Metallröhren, Einschaltung von Drosselspulen vor das Thermokreuz oder Parallelschaltung eines Kondensators zum Thermokreuz.

Der Nullausschlag läßt sich jedoch, wie auch Loewe betont, nicht völlig beseitigen, so daß exakte Messungen erschwert oder ganz unmöglich gemacht werden.

Es gelang durch folgendes Kompensationsprinzip das Übel zu heben.

Zwei gleiche Thermokreuze (T_1 und T_2) werden hintereinander so in die Galvanometerleitung eingeschaltet, daß sich ihre E.M.K. aufheben (vgl. Fig. 1). Hochfrequenzströme die in der Galvanometerleitung fließen, bewirken dann keinen Ausschlag des Galvanometers.

1) S. Loewe, Jahrb. **6**, 325, 1913.
2) Vgl. besonders O. Berg, Ann. **15**, 307, 1904; O. v. Bayer, Ann. **17**, 33, 1905.

Der zu messende Strom wird nur einem Thermokreuz (T_1) durch die Punkte 1,2 zugeführt und damit tritt nur an der dazugehörigen Lötstelle eine Erwärmung auf.

Wesentlich dabei ist, daß die beiden Thermokreuze möglichst gleich in ihrer Stromempfindlichkeit sind und symmetrisch, nahe beieinander in der Galvanometerleitung liegen, da bei schnellen Schwingungen die Stromamplitude in der Leitung an verschiedenen Stellen verschieden ist.

Die Gleichheit der Thermokreuze läßt sich bei der Herstellung gut und leicht erreichen. Ich begnügte mich mit einer Abweichung von etwa 1 $^0/_0$. Gegebenenfalls kann man noch außer dieser Kompensationsschaltung die oben genannten Mittel, Drosselspulen und Kondensatoren, anwenden.

Auf diese Weise läßt sich auch für kurze Wellen der Nullausschlag praktisch völlig beseitigen.

Nähere Angaben sollen in einer später erscheinenden Arbeit gemacht werden.

(Eingesandt 15. April 1913.)

Über die Brechung elektrischer Wellen in der Atmosphäre.

Von **F. Kiebitz.**

Die radiotelegraphischen Reichweiten hängen erfahrungsgemäß sehr stark vom Zustand der Atmosphäre ab. Man hat versucht, diese Abhängigkeit aus einer unmittelbaren Beeinflussung der Leitfähigkeit der Luft durch die Sonnenstrahlung zu erklären; doch ist man bisher zu keiner ungezwungenen Beschreibung der Vorgänge gelangt. Es erscheint darum nicht überflüssig, den Einfluß der Brechung schätzungsweise zu berechnen, welche die elektrischen Wellen in der Atmosphäre erfahren müssen.

Die Dichte und damit der Brechungsindex für elektrische Wellen nimmt mit der Höhe über dem Erdboden ab. Infolgedessen ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in hohen Luftschichten etwas größer als in tiefen und ein geradlinig polarisierter Wellenzug, der parallel zur Erdoberfläche fortschreitet, muß nach der Erde hin gebrochen werden.

Die Erscheinung ist analog den krummen Lichtstrahlen in der

Optik. Es fragt sich nur, ob sie einen Betrag besitzt, der in den Verhältnissen der Radiotelegraphie eine Rolle spielen kann.

Die Größenordnung der Prismenwirkung der Atmosphäre kann man beurteilen, da der Brechungsindex n der Gase für elektrische Wellen mit ihrem optischen Index übereinstimmt und der Ausdruck $n - 1$ ebenso wie in der Optik der Dichte proportional ist.

Wir wollen den Näherungsfall behandeln, daß eine geradlinig polarisierte elektrische Welle an einer Stelle parallel zur Erdoberfläche verläuft. Wir betrachten eine Luftschicht von 1 km Höhe, in der die Dichte mit der Höhe proportional abnehmen soll. Unter dieser Annahme wollen wir berechnen, wie groß die Dichteänderung für diesen Höhenunterschied sein muß, wenn die Krümmung des Wellenzuges den Betrag der Erdkrümmung erreichen soll.

In diesem Falle müßte sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dicht über der Erdoberfläche zu der in 1 km Höhe verhalten wie 40000 km (Meridianlänge) zu $(40000 + 2\pi)$ km. Nun ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Luft von Atmosphärendruck $\frac{3 \cdot 10^{10}}{1{,}00029}$ cm/sec. Ist in 1 km Höhe der Brechungsindex x, mithin die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $\frac{3 \cdot 10^{10}}{x}$ cm/sec., so muß die Gleichung bestehen:

$$\frac{40000}{40000 + 2\pi} = \frac{x}{1{,}00029}$$

mithin $x = 1{,}00013$.

Die Dichte der Atmosphäre müßte sich also für 1 km Erhebung über den Erdboden im Verhältnis 29 : 13 verringern, wenn sie eine so starke Brechung der elektrischen Wellen verursachen sollte, daß sie unabhängig von den Eigenschaften der Erdoberfläche der Erdkrümmung folgen können.

In Wirklichkeit nimmt die Dichte in diesem Bereich nur im Verhältnis 76 : 67 oder 29 : 26 ab. Die Prismenwirkung der Atmosphäre kann also die Strahlung nicht hindern, in hohe Schichten zu gelangen; immerhin ist sie stark genug, um das Telegraphieren über Entfernungen, bei denen die Erdkrümmung eine Rolle spielt, erheblich zu begünstigen.

Der Brechungsindex 1,00029 gilt für trockene Luft. Berechnet man aus der spezifischen Refraktion nach Lorenz-Lorentz-Planck:

$$n = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\varrho}$$

für Wasser (Dichte $\varrho = 1$) im Bereich der elektrischen Wellen ($n = 9$), den Brechungsindex für gesättigten Wasserdampf von 20° ($\varrho = 17{,}2 \cdot 10^{-6}$) so findet man $n = 1{,}000026$.

Nach der Wüllnerschen Mischungsregel ergaben sich infolgedessen Vergrößerungen der Refraktion durch den Wassergehalt der Luft im Betrage von etwa 10 %. Dies bedeutet eine weitere Begünstigung der radiotelegraphischen Fernwirkung durch den Wassergehalt der Luft und liefert einen neuen Beitrag zur Erklärung der wohlbekannten Erscheinung, daß über Wasser im allgemeinen größere Reichweiten erzielt werden als über Land.

Indessen kann der günstige Einfluß der Prismenwirkung der Atmosphäre nur dann in die Erscheinung treten, wenn die durchlaufenen Luftschichten homogen sind. Dies ist jedoch wegen der zeitlich und örtlich beständig wechselnden Wetterlage im allgemeinen selten. Der Feuchtigkeitsgehalt der Luft schwankt; die Dichte ändert sich besonders über Festland durch ungleichmäßige Erwärmung infolge der Sonnenstrahlung, und diese schwankende Inhomogenität der optischen Dichte der Atmosphäre muß ungeordnete Brechungserscheinungen hervorrufen, die analog sind der Schlierenbildung und dem Flimmern der Luft im Gebiet der sichtbaren Strahlen.

Derartige Schlierenbildungen großen Maßstabes im Strahlengang (Böen, Niederschläge) werden daher die Reichweiten herabsetzen; da sie bei Sonnenlicht und über Land naturgemäß am stärksten auftreten müssen, so erklärt sich die bekannte Tatsache, daß am Tage geringere Entfernungen überbrückt werden als bei Nacht und über Land geringere als über Wasser.

Da fernerhin die Störung der Ausbreitung durch ungleichmäßige meteorologische Zustände der Atmosphäre sich bei großen Wellenlängen weniger stark geltend machen muß als kleinen Wellen gegenüber, so erklären die unregelmäßigen Brechungserscheinungen in der Atmosphäre auch die bekannte Erfahrungstatsache, daß kleine Wellen stärkeren Reichweiteschwankungen unterwiesen sind als große.

Die günstigsten Verhältnisse zur Erzielung großer Reichweiten liegen demnach vor, wenn im Gebiet zwischen den beiden Stationen die Luft mit Feuchtigkeit gesättigt ist und die Wetterlage gleichmäßig und ruhig ist, so daß die normale Wellenbrechung in der Atmosphäre (Prismenwirkung) möglichst stark ist und außerdem die ungeordneten Brechungen (Schlierenbildungen) nicht auftreten. Diese günstigen Verhältnisse liegen auf dem Stillen Ozean vor, und in der Tat ist dieser

Teil der Erde wohl bekannt als günstig zur Erzielung großer Reichweiten.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Die elektrischen Wellen erfahren beim Durchgang durch die Luft eine regelmäßige Brechung infolge der Prismenwirkung der Atmosphäre, außerdem ungeordnete Brechungen infolge der Inhomogenität der Atmosphäre. Diese Brechungserscheinungen erklären, daß die Reichweiten über Wasser größer sind als über Land, bei Nacht größer sind als bei Tage, und daß die Reichweiteschwankungen bei kleinen Wellen stärker auftreten als bei großen.

Das schließt nicht aus, daß auch andere Einflüsse für die Reichweiten maßgebend sein können, doch ist es wahrscheinlich, daß die Brechung der elektrischen Wellen durch die Atmosphäre einen größeren Einfluß ausübt, als man bisher angenommen hat.

Steglitz, November 1912.

(Eingesandt 28. November 1912.)

Über das Verhalten von ionisierten Funkenstrecken in gekoppelten Kondensatorkreisen.[1])

Von **Peter Kaltenbach.**

Die vorliegende Arbeit behandelt den Einfluß, den die Ionisation der Funkenstrecke von Kondensatorkreisen auf die elektrischen Schwingungen in diesen Kreisen ausübt. Es wurde dabei besonderes Augenmerk darauf gerichtet, die Wirkung zu untersuchen, welche die Ionisation der Funkenstrecke auf das Eintreten der Stoßerregung in gekoppelten Kreisen besitzt. Herr Rohmann[2]) hatte beobachtet, daß zahlreiche Partialentladungen die Stoßerregung begünstigen. Wenn nämlich in zwei gekoppelten Kreisen bei geringer Induktorstromstärke die beiden Koppelschwingungen vorhanden sind, so verschwinden diese ganz oder zum Teil und werden durch die Eigenschwingung des Sekundärkreises ersetzt, wenn man die Induktorstromstärke und damit die Zahl der Partialentladungen genügend steigert. Er erklärt diese Erscheinung durch die Ionisation in der Funkenstrecke in-

1) Nach der Inaug.-Diss. Straßburg 1912.

2) Phys. Ztschr. 12, 649, 1911.

folge der schnell aufeinanderfolgenden Entladungen. Er hatte auch bemerkt, daß man dieselbe Wirkung erhält, wenn man eine Bunsenflamme zwischen die Elektroden der Funkenstrecke bringt. Dieser Einfluß der Flammenionisation auf die Kondensatorentladung wird im folgenden etwas näher untersucht.

Die Versuchsanordnung.

Der Stoßkreis *I* (Fig. 1) wurde durch einen Funkeninduktor *J* von 30 cm Schlagweite aufgeladen, der mit unterbrochenem Gleichstrom gespeist wurde. Die Kapazität C_I des primären Kreises bestand aus

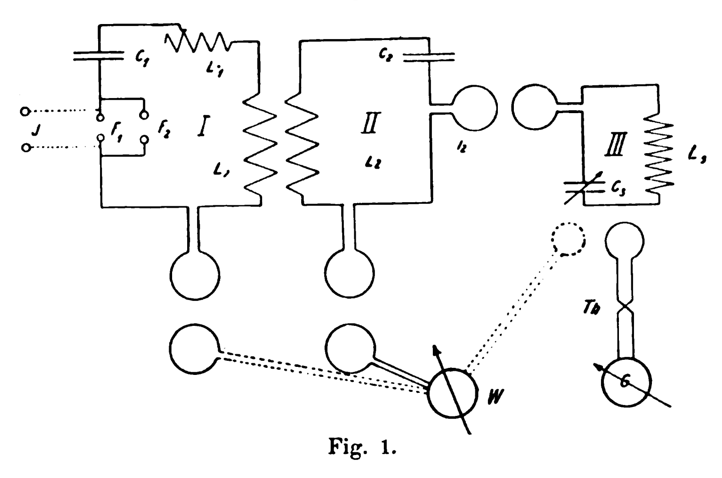


Fig. 1.

zwei parallel geschalteten Leydener Flaschen von zusammen 3240 cm. Als Selbstinduktion diente eine Abstimmspule L_1' und die Spule L_1. Die letztere war mit der Selbstinduktion L_2 des Sekundärkreises auf einem festen Holzgestell montiert. Die beiden Spulen waren gegeneinander verschiebbar, so daß die Koppelung des Primär- und Sekundärkreises in weiten Grenzen meßbar verändert werden konnte. Die engste Koppelung, die mit der Anordnung erreicht werden konnte, betrug 39 $^0/_0$. C_2 war eine Leydener Flasche von 1940 cm. Der Kreis *II* induzierte mit Hilfe der Schleife l_2 auf den Meßkreis *III*, der aus dem variablen Luftkondensator C_3 (Drehkondensator der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie) und der Spule L_3 bestand. Als Indikator diente ein evakuiertes Thermoelement der gebräuchlichen Form, das mit dem Kreis *III* extrem lose gekoppelt wurde. Das Galvanometer *G*, ein Drehspulinstrument mit Spiegelablesung von 5 Ω und einer

Empfindlichkeit von $4{,}45 \cdot 10^{-8}$ Amp., war ohne weiteren Vorschaltwiderstand mit dem Thermoelement verbunden. Das Instrument war aperiodisch gedämpft. Für viele Messungen konnte das Thermoelement durch ein bequemeres Hitzdrahtwattmeter von Hartmann & Braun ersetzt werden, das durch eine bewegliche Schleife nach Belieben mit Kreis *I*, *II* oder *III* lose gekoppelt werden konnte. In beiden Indikatorkreisen war dafür gesorgt, daß die Induktanz groß war gegen den Ohmschen Widerstand.

Die Frequenz des Sekundärkreises blieb während des ganzen Verlaufs der Untersuchung konstant; sie betrug nach Vergleich mit einem geeichten Wellenmesser der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie $N = 5{,}09 \cdot 10^5$; $\lambda = 589$ m. Der Meßkreis war mit dem Sekundärkreis in Resonanz, wenn der Zeiger des Drehkondensators C_{III} im Meßkreis auf dem Teilstrich $86{,}6^0$ seiner Skala stand. Die Frequenz des Stoßkreises konnte mit Hilfe der Spule L_1' stetig verändert werden.

Die Koppelung von Kreis *I* und *II* wurde aus der Lage der Maxima der beiden Koppelungswellen bestimmt. Die Primärfunkenstrecke hatte für diese Messungen Magnesiumelektroden, ihre Länge betrug 3 mm; dieses Metall wurde deshalb gewählt, weil dabei der Einfluß der Funkenstrecke auf die Lage des Maximums am geringsten ist, und die Funken sehr regelmäßig übergehen. Der oben erwähnte Koppelschieber trug eine Zentimeterteilung; bei denjenigen Koppelungen, die bei den folgenden Messungen hauptsächlich in Frage kamen, wurden die Koppelungskoeffizienten bestimmt. Da die zu beschreibenden Tatsachen selbst einen mehr qualitativen Charakter tragen und sich hauptsächlich auf Koppelungen von der Größenordnung 10 % beziehen, war die Genauigkeit, die mit der beschriebenen Methode zur Bestimmung der Koppelungskoeffizienten erreicht wurde, ausreichend. Der Meßkreis *III* wurde mittels eines geeichten Wellenmessers, System Telefunken, in Wellenlängen geeicht.

Was die Dämpfung des Primärkreises anbelangt, so war sie natürlich in hohem Maße abhängig von der Länge des Funkens. Sowohl am Sekundär- als auch am Meßkreis wurde während des ganzen Verlaufs der Untersuchung nichts geändert; so blieben die Dämpfungen dieser beiden Kreise in engen Grenzen konstant. Der Meßkreis war naturgemäß etwas stärker gedämpft, wenn mit dem Wattmeter gemessen wurde, als wenn das Thermoelement mit seinem geringeren Energieverbrauch Verwendung fand. Die Koppelung zwischen Sekundär- und Meßkreis wurde stets so lose gewählt, daß eine weitere Verkleinerung derselben keinen Einfluß mehr auf die Form der Resonanz-

kurven ausübte. Die einzelnen Dämpfungen der drei Kreise wurden in der Weise bestimmt, daß zunächst Kreis *II* durch Stoßerregung in Schwingung versetzt, und seine Resonanzkurve mit dem Meßkreis aufgenommen wurde. Diese zeigte den theoretischen Verlauf, indem die aus verschiedenen Ordinaten bestimmten Dekremente um Beträge voneinander abwichen, die innerhalb der Versuchsfehler lagen. Alsdann wurden mittels eines Zusatzdekrementes $\mathfrak{d}_{II}$ und $\mathfrak{d}_{III}$ einzeln bestimmt. Nahm man dann die Resonanzkurve von Kreis *I* bei offenem zweiten Kreis auf, so erhielt man auch $\mathfrak{d}_{I}$. Es ergab sich so als Mittelwert von $\mathfrak{d}_{II} + \mathfrak{d}_{III}$ (mit dem Thermoelement als Indikator)

$$\mathfrak{d}_{II} + \mathfrak{d}_{III} = 0{,}046$$

und einzeln:

$$\mathfrak{d}_{II} = 0{,}031$$
$$\mathfrak{d}_{III} = 0{,}015$$

Die für $\mathfrak{d}_{I}$ erhaltenen Resultate werden unten ausführlicher besprochen. Wurde mit dem Wattmeter gemessen, so betrug die Summe $\mathfrak{d}_{II} + \mathfrak{d}_{III} = 0{,}056$.

Was nun die Ionisation der Funkenstrecke anbetrifft, deren Einfluß auf die Schwingungsvorgänge das Ziel der Untersuchung war, so wurde diese mit Hilfe einer kleinen Bunsenflamme erreicht. Der eigens konstruierte Brenner bestand aus einem zu einer Spitze ausgezogenen Glasrohr, das mittels eines Winkels aus Vulkanfibre in das untere Ende einer isolierten Messingröhre hineinragte. Letztere hatte 5 mm Durchmesser und war am oberen Ende elliptisch zusammengepreßt. Der Gasdruck war regulierbar und an einem Alkoholmanometer ablesbar. Die Flamme hatte bei dem gewöhnlich verwendeten Druck von 50—60 mm eine Höhe von ca. 30—40 mm und ca. 10 mm Breite; durch die Wirkung des starken Feldes zwischen den Elektroden verbreiterte sie sich auf ca. 11—12 mm. Die Mündung des Brennerrohres befand sich dabei 15 mm unter der Verbindungslinie der Elektrodenmittelpunkte, so daß die Funken durch die Flamme hindurchschlugen.

Das allgemeine Verhalten der ionisierten Funkenstrecke für sich und in einem einfachen Kondensatorkreis.

Von den Wirkungen der Ionisation der Funkenstrecke auf die Entladung ist zunächst die ganz bedeutende Vergrößerung der Schlagweiten zu bemerken. Diese ist namentlich stark bei größeren Funkenlängen. Die folgende Kurve, Fig. 2, illustriert den Zusammenhang

zwischen der Länge einer gewöhnlichen Messingfunkenstrecke, die mit einer Bogenlampe aus 25 cm Entfernung bestrahlt wurde, und der Länge der ionisierten Funken bei derselben Spannung, ebenfalls zwischen Messingkugeln.

Bei kleinen Funkenlängen ist diese Vergrößerung zwischen Kugelelektroden nicht so beträchtlich wie bei größeren. Geht man mit der Länge der nicht ionisierten Funken auf ca. 0,1 mm herunter, so wird die Schlagweite durch die Ionisation nur noch verdoppelt. Diese Erscheinung wurde nicht weiter verfolgt; es scheint, als ob der Elektrodenzwischenraum dann so gering wird, daß das starke Feld einen Teil der Ionen sofort auf den benachbarten Metallelektroden niederschlägt.

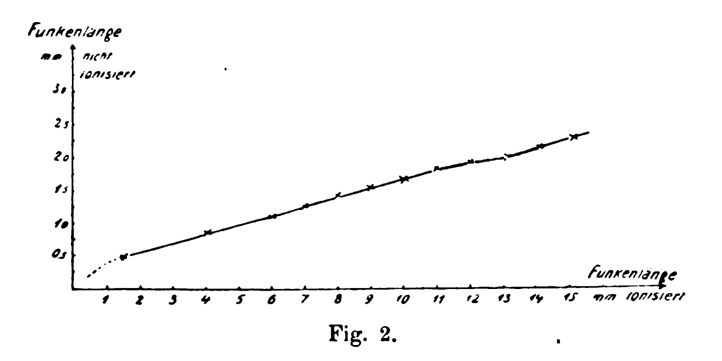


Fig. 2.

In der Flamme verändert sich auch das Aussehen des Funkens ganz beträchtlich. Bei Messingelektroden und kürzeren Funkenlängen (7—8 mm) ist er rosa-violett gefärbt und von einer violetten Aureole umgeben. Die gewöhnliche Farbe zeigt er nur an den Elektroden selbst. Hier setzt er mit einem oder mehreren helleuchtenden Punkten und blauen Büscheln an. Bei größerer Funkenlänge wird der Funke intensiver und erscheint infolgedessen weißlich. Wenn die Elektroden aus Magnesium bestehen, so ist die Mitte des Funkens ebenfalls rötlich, während an den Elektroden der dicke, charakteristisch grüne Magnesiumfunke erhalten bleibt.

Eine oberflächliche Betrachtung des ionisierten Funkens in einem Handspektroskop zeigt, daß im Zwischenraum zwischen den Elektroden die Metallinien zurücktreten und nur ab und zu aufleuchten, während sie in der Nähe der Elektroden noch vorhanden sind.

Vom primären Kreise, der eine solche ionisierte Funkenstrecke enthielt, wurde mit dem lose gekoppelten Meßkreise die Resonanzkurve

aufgenommen. Fig. 3*a* zeigt eine solche Kurve für eine Funkenlänge von 11,6 mm (ionisiert), wobei die ionisierende Bunsenflamme die Elektroden umspülte. Als Elektroden wurden dazu Messingkugeln verwendet. Behandelt man diese Kurve rein formal nach der Bjerknesschen Methode zur Bestimmung des Dekrementes, so ergibt sich für verschiedene Werte der Ordinate folgendes Resultat:

Ordinate:	Dekrement:	
$y =$	Kurve 3*a*	Kurve 3*b*
0,8	0,74	0,32
0,7	0,74	0,31
0,6	0,71	0,29
0,5	0,68	0,27

Fig. 3.

Fig. 3*b* ist die Resonanzkurve des Primärkreises für eine Funkenlänge von 15 mm. Dabei war der Elektrodenabstand so groß, daß die Flamme frei, ohne zu berühren, zwischen den Elektroden sich befand. Aus der obigen Tabelle geht hervor, daß mit wachsender Ordinate die Dekremente der Schwingungen zunehmen, so daß die Voraussetzungen, welche der Theorie zugrunde liegen, hier bei weitem nicht erfüllt sind. Dies ist auch aus dem unsymmetrischen Verlauf der Kurven, der besonders für 3*a* auffällig ist, ersichtlich. Es hat sich gezeigt, daß die Maxima der Resonanzkurve im Vergleich mit

einer nicht ionisierten Funkenstrecke mit Magnesiumelektroden gegen die größeren Wellenlängen hin verschoben sind. Kurve 3*b* besitzt das Maximum bei einer Einstellung des Meßkondensators C_{III} auf 90,5°, die Kurve 3*a* bei 91,5°, während der Primärkreis bei gewöhnlicher Magnesiumfunkenstrecke eine Resonanzlage von 87° ergab.

Das Verhalten von zwei abgestimmten gekoppelten Kondensatorkreisen, von welchen der primäre eine ionisierte Funkenstrecke enthält.

Wenn aus dem Obigen hervorgeht, daß schon der Schwingungsvorgang in einem einzelnen Kondensatorkreis bei Ionisation der Funkenstrecke stark von dem bei gewöhnlichen Funken abweicht, so war zu erwarten, daß auch die Erscheinungen in zwei abgestimmten Kreisen von den bei einer gewöhnlichen Funkenstrecke beobachteten verschieden sind. Dies hat sich bestätigt, und das Hauptresultat der Untersuchung sei gleich hier vorweggenommen.

Vergleicht man bei derselben Spannung und derselben Koppelung einen mit einer Bunsenflamme ionisierten Funken mit einem nicht ionisierten, so ergibt sich, daß der erstere leichter abreißt, daß er noch Stoßerregung erzeugt, wo man ohne Ionisation die bekannten beiden Koppelungswellen erhalten.

Die Untersuchung selbst wurde folgendermaßen ausgeführt. Im Primärkreis wurde der nicht ionisierten Funkenstrecke F_1 (s. Fig. 1), die mit Hilfe der Flamme ionisierte Funkenstrecke F_2 parallel geschaltet. Darauf wurden beide so reguliert, daß die Entladungen an F_1 und F_2 möglichst gleichmäßig übergingen, und auf diese Weise die Gleichheit der Spannung kontrolliert. Auf dieselbe Art wurde auch die oben wiedergegebene Kurve, Fig. 2, gewonnen, welche die Vergrößerung der Schlagweite durch die Flammenionisation darstellt. An F_1 und F_2 stimmten stets Form und Metall der Elektroden überein. Nun wurde die eine von den beiden Funkenstrecken ausgeschaltet und die Schwingungsvorgänge in der unten näher zu beschreibenden Weise untersucht, einmal für den ionisierten und dann für den nichtionisierten Funken und die Resultate verglichen.

Als Elektrodenmetall wurde Messing, Kupfer, Eisen, Magnesium, Zink und Quecksilber verwendet. Da bei Messing die Begünstigung der Stoßerregung durch die Ionisation am ausgeprägtesten war, wurden die Versuche hauptsächlich mit diesem Metalle angestellt. Die

benutzten Elektroden waren Kugeln oder auch Zylinder, die an den einander zugewandten Enden kugelförmig abgerundet waren. Die Form hat auf die Erscheinung selbst keinen bedeutenden Einfluß; als günstig für die Regelmäßigkeit der Entladungen scheinen sich Kugeln zu erweisen.

Die Zahl der Unterbrechungen in der Sekunde variierte zwischen 4 und 15. Der Primärstrom wurde nur so stark genommen, daß pro Unterbrechung nur eine einzige Entladung stattfand. Partialfunken verrieten sich sofort durch Veränderung des Klanges des Funkens und wurden vermieden.

Zunächst wurde der Kreis *I* auf *II* mit Hilfe der variablen Selbstinduktion L_1' abgestimmt. Dabei diente als Funkenstrecke eine solche aus Magnesiumelektroden. Die eigentliche Untersuchungsmethode bestand in der Aufnahme der sogenannten Koppelungskurven. Diese wurden gewonnen, indem man das Wattmeter lose mit dem Sekundärkreise koppelte und damit den Stromeffekt im Sekundärkreise bestimmte. Nun wurde die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis, die im folgenden mit k_{12} bezeichnet ist, variiert und der Stromeffekt im Sekundärkreis als Funktion von k_{12} graphisch dargestellt. Die so erhaltenen Kurven heißen nach Riegger[1]) Koppelungskurven. Für bestimmte Koppelungen wurden dann die Schwingungsvorgänge in Primär- und Sekundärkreis nach der Bjerknesschen Resonanzmethode untersucht mit Hilfe des Meßkreises. Im allgemeinen und für die Vorversuche genügte das Wattmeter als Indikator im Meßkreis, welches zugleich den Vorteil bietet, über die Regelmäßigkeit der Schwingungen besseren Aufschluß zu geben, als das Thermoelement mit dem trägeren Galvanometer. Für die definitiven Resonanzkurven wurde beinahe ausschließlich das Thermoelement als Indikator benutzt.

Die nicht ionisierte Messingfunkenstrecke zeigte zuerst eine solche Unregelmäßigkeit im Funkenübergang, daß eine nur einigermaßen genaue Aufnahme der Kurven unmöglich war. Die Unregelmäßigkeit wurde in wirksamer Weise beseitigt durch Bestrahlung der Elektroden mit einer Liliputbogenlampe aus einer Entfernung von 25—30 cm. Es war durch Vorversuche festgestellt, daß in dieser Entfernung die Bestrahlung mit Bogenlicht keinen irgendwie merklichen Einfluß auf den Charakter der Kurven ausübte.

---

1) Diss. Straßburg 1911, sowie Jahrb. 5, S. 35, 1911.

Resultate bei Messingelektroden.

Bei den gewöhnlichen nicht ionisierten Funken verhalten sich bekanntlich die Koppelungskurven sehr verschieden, je nach der Länge der Funken. Bei den längeren Funken, wie sie zuerst von Fischer[1]) und Zenneck[2]) untersucht wurden, steigt der Stromeffekt im Sekundärkreis schon bei relativ loser Koppelung schnell an, um dann mit wachsender Koppelung nur noch langsam zuzunehmen. Bei kurzen

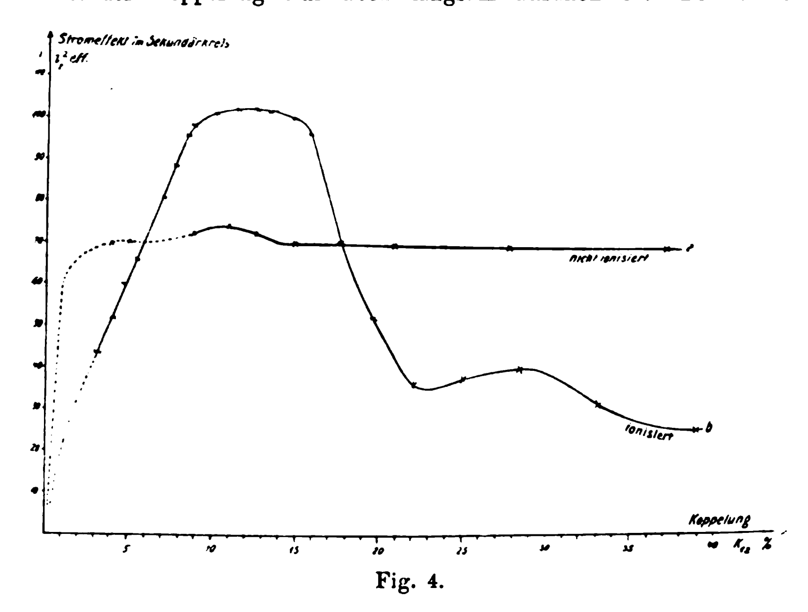


Fig. 4.

Funken (einige Zehntel Millimeter) zeigen die Kurven eine Anzahl von Maxima und Minima, die mit dem Auftreten der Stoßerregung zusammenhängen. Fig. 4*a* stellt die Koppelungskurve für einen nicht ionisierten Funken von 1,9 mm Länge dar.

Wie man aus der Kurve *a* erkennt, steigt hier der Stromeffekt sehr rasch und zeigt dann einige wenig ausgesprochene Maxima und Minima bis $k_{12} = 8{,}8\,^0/_0$, deren Lage und absoluter Betrag Schwankungen unterworfen ist und sehr von der Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden abhängt. Aus diesen Gründen wurde in der graphischen Darstellung der Fig. 4*a* davon abgesehen, diese Maxima und Minima zum

1) Ann. d. Phys. 22, 265, 1907.
2) Phys. Ztschr. 5, 196, 589, 1904.

Ausdruck zu bringen, und die beobachtete Kurve durch eine mittlere, punktiert gezeichnete Kurve ersetzt. Von $k_{12} = 14\ ^0/_0$ ab bleibt dann der Stromeffekt konstant.

Ganz anders verhält sich die ionisierte Funkenstrecke bei derselben Spannung (Länge 11,5 mm); ihre Koppelungskurve ist in Fig. 4*b* dargestellt. Hier steigt der Stromeffekt mit wachsender Koppelung ganz bedeutend langsamer und längere Zeit linear an, erreicht ein breites Maximum bei $k_{12} = 12{,}5\ ^0/_0$, fällt dann beinahe linear ab und zeigt ein zweites, sehr flaches Maximum bei enger Koppelung (28 $^0/_0$), um dann langsam noch weiter abzunehmen. Im ganzen Bereich von $k_{12} = 5{,}8$—$17{,}5\ ^0/_0$ übersteigt der Stromeffekt bei Ionisation den Stromeffekt ohne Ionisation; bei loseren, sowie bei festeren Koppelungen erhält man dagegen ohne Ionisation größere Stromeffekte. Untersucht man nun die Schwingung im Sekundärkreis bei verschiedenen Werten des Koppelungskoeffizienten k_{12} mit dem Meßkreis, so hat man bei den ionisierten Funken für alle Koppelungen, die dem Maximalwert der Koppelungskurve benachbart sind, also im Bereich von $k_{12} =$ 3—16 $^0/_0$ Stoßerregung im Gegensatz zur nicht ionisierten Funkenstrecke, welche in demselben Bereich die beiden ausgeprägten Koppelungswellen zeigt.

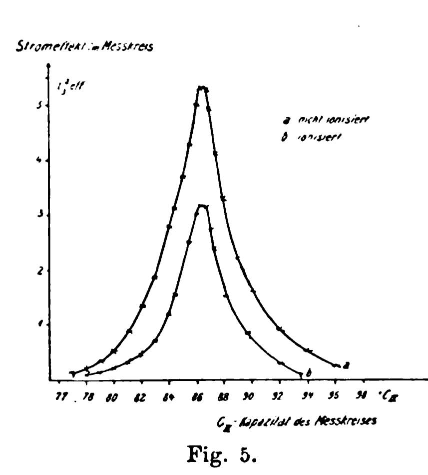


Fig. 5.

Bei relativ loser Koppelung, $k_{12} < 1\ ^0/_0$, welche noch außerhalb dieses Bereiches liegt, sind die entsprechenden Resonanzkurven in Fig. 5 dargestellt. Sie sind zwar beide einwellig, aber es bestehen doch bemerkenswerte Unterschiede. Die Koppelung ist noch zu lose, um bei der Resonanzkurve *a* der gewöhnlichen Funkenstrecke die beiden Maxima der Koppelungswellen trennen zu können. Die Bestimmung der Dämpfung liefert für sie den Wert 0,067, der größer ist als die Summe der Dekremente des Sekundär- und Meßkreises. Die Resonanzkurve der ionisierten Funkenstrecke (Fig. 5*b*) zeigt dagegen einen gut theoretischen Verlauf mit einer Dämpfung 0,056 [1]. Ist der Maximal-

1) Mit dem Wattmeter gemessen.

ausschlag bei Ionisation (Kurve *b*) kleiner als ohne Ionisation (Kurve *a*).

Bei engerer Koppelung, $k_{12} = 3\,^0/_0$, besitzt die nicht ionisierte Kurve (vgl. Fig. 6*a*) bereits zwei Maxima der Koppelschwingungen, die ionisierte dagegen (Fig. 6*b*) nur ein einziges sehr spitzes Maximum, welches an der Stelle der Eigenfrequenz des Sekundärkreises liegt; die Dämpfung beträgt $\mathfrak{d} = 0{,}056$; man hat es also hier mit reiner Stoß-

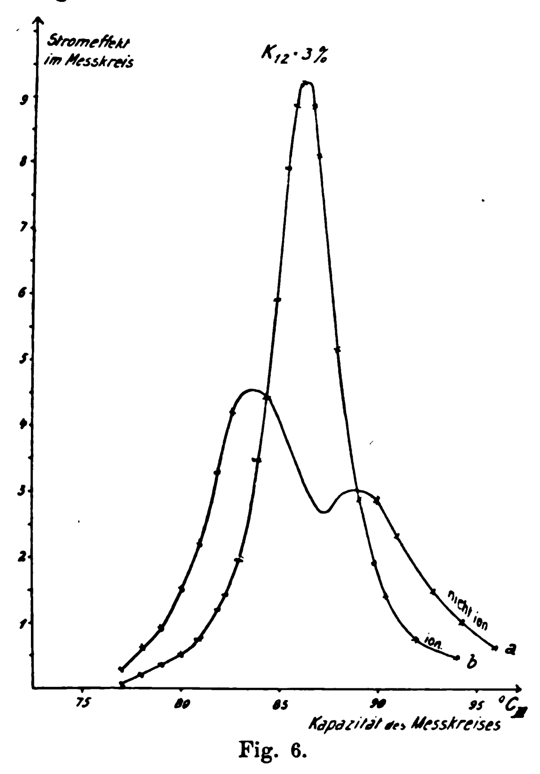


Fig. 6.

erregung zu tun. Für noch engere Koppelung ($k_{12} = 6{,}7\,^0/_0$) treten naturgemäß bei Einschaltung der gewöhnlichen nicht ionisierten Funkenstrecke die beiden Maxima noch weiter auseinander; es erhebt sich wiederum an derselben Stelle das scharfe Maximum der Stoßerregung, welches die ionisierte Funkenstrecke liefert; die Dämpfung beträgt auch hier wieder $\mathfrak{d} = 0{,}056$. Das Bild bleibt im wesentlichen dasselbe, wenn man zur Koppelung $k_{12} = 11{,}2\,^0/_0$ übergeht (Fig. 7).

Ohne Ionisation hat man auch hier wieder die beiden Koppe-

lungswellen, während bei Ionisation (7 *b*) die spitze Resonanzkurve der Stoßerregung mit derselben Dämpfung 0,056 auftritt. Allerdings sind am Fuße dieser Kurve (7 *b*) Spuren der Koppelwellen zu erkennen. Geht man zu noch festerer Koppelung, ca. 17 %, über, so wird das Eintreten der Stoßerregung unregelmäßig. Der Ausschlag des Meßinstrumentes schwankend, und bei ganz enger Koppelung $k_{12} = 28{,}5\,\%$ (Fig. 8) zeigt die ionisierte Funkenstrecke eine Resonanzkurve (*b*) mit ganz unregelmäßigem Aussehen, während die gewöhnliche Funkenstrecke die beiden Koppelungsmaxima sehr ausgeprägt erkennen läßt (Kurve *a*). Zusammenfassend kann man also folgendermaßen das Verhalten einer ionisierten und einer nicht ionisierten Funkenstrecke darstellen:

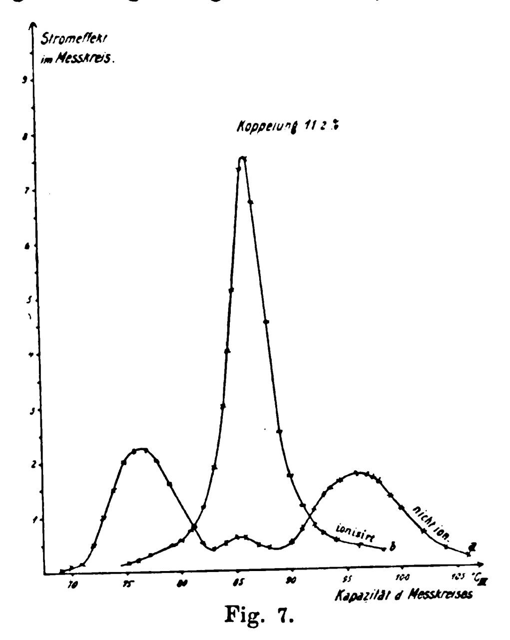


Fig. 7.

Im Gegensatz zu einer gewöhnlichen Funkenstrecke liefert die durch eine Bunsenflamme ionisierte Funkenstrecke bei derselben Spannung Stoßerregung auch noch bei so festen Koppelungen, bei welchen die erstere bereits die beiden Koppelungswellen zeigt.

Es erscheint wünschenswert, noch einiges über die Regelmäßigkeit der Schwingungen hinzuzufügen.

Nimmt man die Koppelungskurve auf, so sind die Ausschläge des Wattmeters bei kleinen Werten von k_{12} sehr regelmäßig, bis zum Eintreten der besten Löschwirkung. Diese ist auch am Äußeren der Entladung leicht erkennbar. Während sie bei loser Koppelung verhältnismäßig dick und scharf knallend ist, treten bei wachsendem k_{12} (ca. 8 %) die bereits oben erwähnten Büschel auf den Elektroden sehr zurück, der Funke wird dünner und sein Ton milder. Zugleich erreichen die Ausschläge des Meßinstrumentes ein Maximum, wir haben

günstige Koppelung für die Löschwirkung. Im rotierenden Spiegel ist das Abreißen des Funkens schon nach der ersten Schwebung deutlich beobachtbar. Bei engerer Koppelung, wenn man in den absteigenden Teil der Kurve Fig. 4*b* gelangt, ändert der Funke sein Geräusch, die Büschel auf den Elektroden treten wieder auf, und die Ausschläge werden sehr unregelmäßig, indem die Funken zum Teil nach der ersten, zum Teil nach der zweiten Schwebung abreißen. Unter Umständen besitzt dann die Koppelungskurve nach dem ersten Maximum

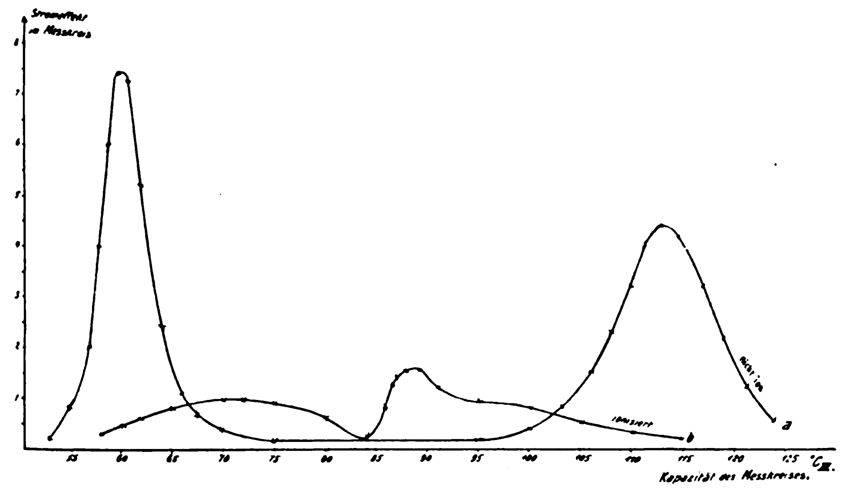


Fig. 8.

eine kurze Strecke horizontalen Verlauf. Im rotierenden Spiegel zeigt sich bei dieser Koppelung folgendes Bild. Die verschiedenen Entladungen verhalten sich nicht ganz gleich. Während die meisten Funken nach der zweiten Schwebung abreißen, kommen mehr oder weniger häufig auch solche vor, die erst nach späteren Schwebungen löschen. Auch das letzte flache Maximum ist nicht immer vorhanden, auf diesem abfallenden Teil der Koppelungskurve sind die Vorgänge etwas labil.

Von einem gewissen Einfluß auf die Erscheinung sind die Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden (vgl. unten), der Gasdruck und besonders die Stellung der Flamme relativ zu den Elektroden. Wenn man also quantitativ reproduzierbare Werte der Ausschläge erhalten will, so muß man darauf achten, daß alle Bedingungen eingehalten werden. Sonst bleibt der Charakter der Kurven zwar erhalten, aber

die Beträge der Ausschläge variieren bei verschiedenen Messungsreihen, und die günstigste Koppelung ändert sich in engen Grenzen (ca. 1 bis 2 %). Die Anwendung der ionisierten Funkenstrecke an Stelle der gewöhnlichen eignet sich zur Erzeugung von Stoßerregung für Meßzwecke. Es gelingt nämlich mit Leichtigkeit, diejenige Stellung der Flamme relativ zu den Elektroden auszuprobieren, bei welcher die Ausschläge am regelmäßigsten werden. Tut man dies, so erhält man an einem Spiegelgalvanometer Angaben, die während längerer Zeit auf 2 % konstant bleiben. Man hat damit ein einfaches und sehr bequemes Mittel, um eine gewöhnliche Funkenstrecke in eine Stoßfunkenstrecke zu verwandeln. Ein kleiner Bunsenbrenner gewöhnlicher Konstruktion leistet dabei gute Dienste als Ionisationsmittel. Diese Begünstigung der Stoßerregung durch die Bunsenflamme kann ferner mit Vorteil dazu benutzt werden, um den Unterschied zwischen der Schwingungserzeugung durch Löschfunken und durch Koppelschwingungen zu demonstrieren. Für diesen Zweck läßt man besser die Funkenlänge konstant, statt der Spannung. Benutzt man die Funkenstrecke in der gewöhnlichen Weise, so kann man das Vorhandensein der beiden Wellen im Sekundärkreis mit Hilfe eines lose gekoppelten Meßkreises zeigen. Bringt man nun eine Flamme zwischen die Elektroden, so hat man jetzt im Sekundärsystem bloß dessen Eigenschwingung, vorausgesetzt, daß die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis nicht zu fest ist.

Die Abhängigkeit der Erscheinung von der Funkenlänge.

Die bisher beschriebenen Messungen wurden bei einer Länge der ionisierten Funken von 12 mm ausgeführt. Bei Veränderung der Funkenlänge bleiben die Erscheinungen qualitativ dieselben. Verkürzt man diese auf 8 mm, so haben die Koppelungskurven einen analogen Verlauf, wie für die Funkenlänge von 12 mm. Auch hier fällt der Stromeffekt im Sekundärkreis nach Überschreiten der günstigsten Koppelung bei den verschiedenen Messungsreihen nicht ganz übereinstimmend ab. Das Maximum liegt bei festerer Koppelung, nämlich bei 11—14 %. Nimmt man bei konstanter Koppelung des Primär- und Sekundärkreises die Resonanzkurve auf, so kommt man zu denselben Resultaten, wie sie oben für die Funkenlänge von 12 mm ausführlich beschrieben wurden. Man bemerkt auch hier die beiden Koppelschwingungen bei den nicht ionisierten Funken, zwischen denen sich die spitze Resonanzkurve der ionisierten Funken erhebt. Diese letztere zeigt theoretischen

Verlauf mit konstanter Dämpfung ($\mathfrak{d} = 0{,}056$ mit dem Wattmeter, und 0,046 mit dem Thermoelement) gleich der Summe der Dekremente des zweiten und dritten Kreises.

Geht man zu längeren Funken (15 mm) über, so bleibt die Erscheinung dieselbe, wie die oben beschriebene. Die Koppelungskurven weisen analogen Charakter auf. Der schon oben als unregelmäßig charakterisierte Abfall der Kurven zeigt bei den verschiedenen Versuchsreihen verhältnismäßig die größten Abweichungen; auch die Andeutung eines zweiten Maximums neben dem Hauptmaximum ist oft erkennbar. Während das Hauptmaximum bei den kürzeren Funken bei einer Koppelung von 11—14 $^0/_0$ liegt, finden wir es bei diesen Funken von 15 mm Länge bei loserer Koppelung, nämlich bei $k_{12} =$ 8—10 $^0/_0$. Diese Erscheinung würde der schon von Wien und Riegger bei nicht ionisierten Funken konstatierten Tatsache entsprechen, daß man bei größerer Funkenlänge loser koppeln muß, um günstige Stoßerregung zu erhalten. Es ist aber hervorzuheben, daß die Versuche mit diesen ionisierten Funken von 15 mm Schlagweite unter etwas anderen Bedingungen gemacht wurden, als die bisher ausführlich beschriebenen mit Funkenlängen von 8—12 mm. Für das Eintreten der beobachteten Erscheinungen ist es nämlich nicht notwendig, daß die Flamme den ganzen Elektrodenzwischenraum ausfüllt und die Elektroden selbst umspült. Bei 15 mm Funkenlänge befand sich vielmehr die Flamme frei zwischen den Elektroden, ohne sie zu berühren. Ob nun die erwähnte Verkleinerung der günstigsten Koppelung auf diese veränderten Versuchsbedingungen zurückzuführen ist, oder auf die bloße Verlängerung des Funkens, wurde nicht näher untersucht. Nimmt man auch hier wieder die Resonanzkurven der ionisierten und nicht ionisierten Funken auf, so bemerkt man dieselben charakteristischen Unterschiede. Bei Koppelungen von 3 $^0/_0$, 7 $^0/_0$, zeigen die ionisierten Funken wieder die Dämpfung des Sekundär- und Meßkreises, als Beweis für die Reinheit der Stoßerregung. Bei $k_{12} = 11$ $^0/_0$ ist die Resonanzkurve am Fuße durch Reste der Koppelschwingungen verbreitert.

Die Abhängigkeit der Erscheinung vom Metall der Elektroden.

Vergleicht man die Fähigkeit der einzelnen Elektrodenmetalle, bei nicht ionisierten Funken in gekoppelten Kreisen Stoßerregung zu erzeugen, so ergeben sich charakteristische Unterschiede. Von diesem Gesichtspunkte aus lassen sich nämlich die gebräuchlichen Metalle in

zwei Gruppen teilen. Während die der ersten Gruppe, zu der Kupfer, Messing und Silber[1]) gehören, leicht und noch bei verhältnismäßig enger Koppelung Stoßerregung geben, ist es viel schwieriger bei den Metallen der zweiten Gruppe, zu denen Zink und besonders Magnesium zu zählen sind, die Löschwirkung zu erzielen, und gelingt nur in einem beschränkten Bereich bei loser Koppelung.

Diese soeben beschriebenen Unterschiede im Verhalten der verschiedenen Elektrodenmetalle finden sich bei der Wirkung der Flammenionisation auf die Schwingungen wieder. Auch hier erweisen sich Messing und Kupfer als besonders günstig zur Erzeugung von Stoß-

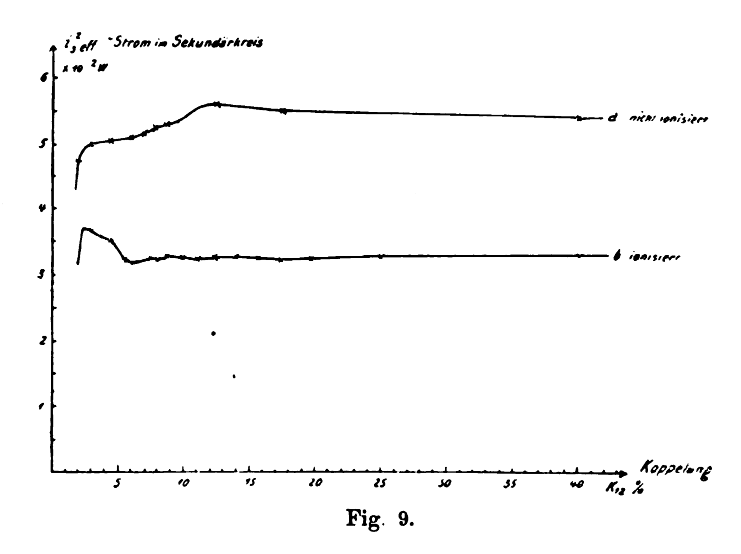


Fig. 9.

erregung; die Angaben über das Verhalten der Messingelektroden mögen noch durch einige Resultate mit Kupferelektroden ergänzt werden. Diese hatten dieselbe Form wie die ersteren, es waren Zylinder von 11 mm Durchmesser, die vorn kugelförmig abgedreht waren. Die Koppelungskurve der nicht ionisierten Funkenstrecke hat ganz den Typus der Kurven für Messing: der Stromeffekt steigt rasch an, hat eine Anzahl wenig ausgesprochener Maxima und Minima, deren absoluter Betrag und Lage auch hier Schwankungen unterworfen ist, um schließlich bei relativ loser Koppelung konstant zu werden. Nimmt

1) Dessen Verhalten bei ionisierten Funken in vorliegender Arbeit nicht untersucht wurde.

man nun bei der ionisierten Funkenstrecke die Koppelungskurve auf, so zeigt auch diese denselben Verlauf wie bei Messing. Man hat auch hier den linearen Anstieg und das ausgeprägte Maximum bei derselben Koppelung $k_{12} = 11—14\,^0/_0$. In diesem ganzen Bereich liefert der Funke reine Stoßerregung, wie aus den Resonanzkurven hervorgeht.

Anders verhalten sich Zink- und besonders Magnesiumelektroden. Auch diese Metalle geben bei Flammenionisation Stoßerregung, aber nur bei relativ sehr loser Koppelung und innerhalb enger Grenzen. Die folgenden Angaben mögen dieses Verhalten genauer illustrieren.

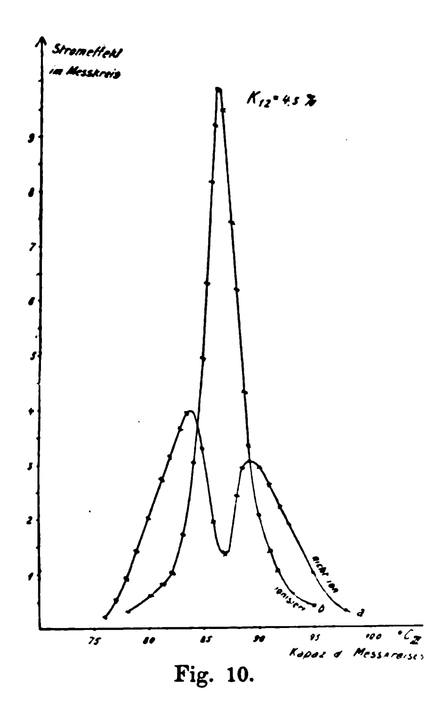


Fig. 10.

Bei der Koppelungskurve für Magnesiumelektroden, Fig. 9, bleibt der Stromeffekt bei Ionisation (*b*) durchweg kleiner als der Stromeffekt ohne Ionisation (Kurve *a*). Das Maximum der Kurve *b* ist zum Unterschied von Messing viel weniger ausgeprägt und liegt bei wesentlich geringeren Werten des Koppelungskoeffizienten, k_{12} ca. 2,5 $^0/_0$. Die Resonanzkurve im Bereich von $k_{12} = 2—5\,^0/_0$ zeigt folgendes Bild (Fig. 11). Ohne Ionisation (Kurve *a*) treten die beiden Koppelungswellen sehr deutlich hervor, während die Resonanzkurve *b* des ionisierten Funkens einwellig ist. Allerdings ist schon bei dieser losen Koppelung $k_{12} = 4,5\,^0/_0$ die Kurve nicht mehr theoretisch und weist am Fuße eine deutliche Verbreiterung infolge der Koppelschwingungen auf. Man hat also schon bei dieser, im Vergleich zum Verhalten des Messings, losen Koppelung keine reine Stoßerregung. Etwas günstiger für die Löschwirkung sind Zinkelektroden. Bei dieser selben Koppelung (4,5 $^0/_0$) geben sie bei Ionisation reine Stoßerregung, wie aus Fig. 10*b* hervorgeht. Aber auch hier ist man schon an der oberen Grenze der günstigen Koppelung. Macht man diese nämlich nur um ein geringes (2 $^0/_0$) fester, so werden die Ausschläge rasch so un-

regelmäßig, daß Kurven nicht mehr mit Sicherheit aufzunehmen sind.

Es wurden auch Versuche mit Quecksilberelektroden angestellt; sie ergaben, daß auch bei diesem Metall die Flammenionisation die Stoßerregung begünstigt. Die benutzte Anordnung war die folgende: Als Elektroden dienten zwei kreisförmige Kupferscheiben *b* und *c*, die in derselben Vertikalebene lagen und durch einen kleinen Elektromotor in Rotation versetzt wurden (vgl. die Fig. 12). Am Rande waren sie

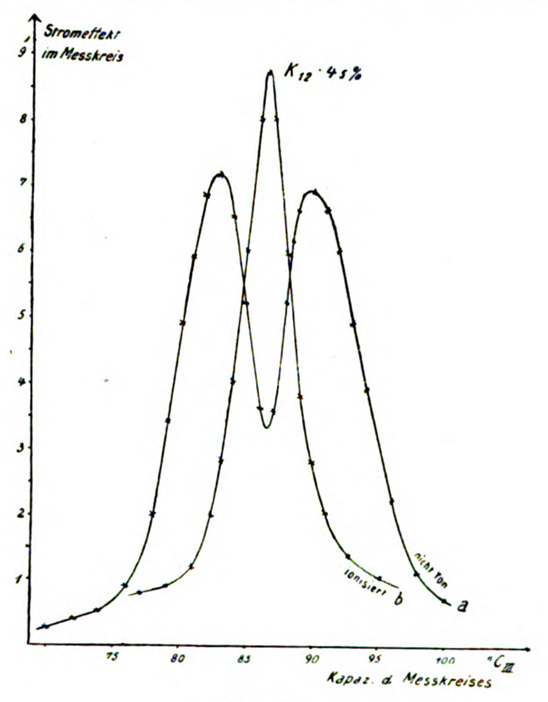


Fig. 11.

amalgamiert und tauchten in zwei isolierte Porzellannäpfchen (*d* und *e*) mit Quecksilber ein. Auf diese Weise wurde erreicht, daß an der Stelle *a*, wo die Funken übergingen, stets eine genügende Menge Quecksilber sich befand. Man erhält auch hier Stoßerregung bei Ionisation, wo man ohne diese Koppelschwingungen hat. Die günstigste Koppelung scheint etwas loser zu sein als bei Messing ($k_{12} = 6—8\ ^0/_0$ bei einer Funkenlänge von 12 mm). In der Nähe der Elektroden tritt ebenfalls der hell leuchtende Quecksilberdampf auf, während die in

der Flamme befindlichen Teile des Funkens rötlich gefärbt sind. Läßt man die rotierenden Kupferscheiben fort und die Funken einfach zwischen den gegenüberstehenden Rändern der Näpfchen übergehen, so bilden sich von der Quecksilberoberfläche bis zum Rand der Schälchen Gleitfunken aus, die trotz der vergrößerten Funkenlänge (ca. 15 mm) auch noch bei engerer Koppelung Stoßerregung liefern (10 bis 11 %), wenn man den Zwischenraum zwischen den Schälchen mit der Bunsenflamme ionisiert.

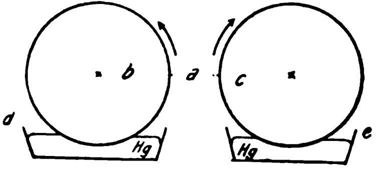


Fig. 12.

Einige Kontrollversuche.

Es wurden auch einige Versuche angestellt, um zu entscheiden, welche Rolle die durch die Flamme hervorgerufene Temperatursteigerung der Elektroden spielt. Aus den unten beschriebenen Beobachtungen ist ersichtlich, daß bei der Ionisation mit der Bunsenflamme die Erhitzung der Elektroden von untergeordneter Bedeutung ist. Es wurde nämlich schon oben erwähnt, daß das Einschalten der Flamme in die Funkenstrecke die Stoßerregung auch dann in erheblichem Maße begünstigt, wenn die Flamme mit den Elektroden gar nicht mehr in unmittelbare Berührung kommt, sondern frei zwischen ihnen steht. Daß die Elektrodentemperatur bei den beschriebenen Versuchen verhältnismäßig niedrig blieb, geht auch daraus hervor, daß bei Verwendung von Zinkkugeln diese auch bei längerer Versuchsdauer niemals bis zum Schmelzpunkt erhitzt wurden. Allerdings tritt eine ähnliche Erscheinung wie die bisher geschilderte auch bei bloßer Temperatursteigerung der Elektroden ein, was weiter unten ausführlich dargelegt wird. Aber dazu sind viel höhere Elektrodentemperaturen notwendig.

Um nun eine erhebliche Temperaturerhöhung der Elektroden von vornherein auszuschließen, wurden auch einige Versuche mit gekühlten Messingelektroden angestellt. Diese bestanden aus viereckigen, oben offenen Blechgefäßen, die in einer Funkenstrecke in regulierbarem Abstand befestigt waren; in den einander zugewandten Seiten waren zwei hohle Halbkugeln aus dünnem Messingblech eingelassen, zwischen denen die Funken übergingen. Die Gefäße wurden mit Wasser gefüllt, so daß die Elektrodentemperatur während der ganzen Versuchsdauer nicht erheblich über 100° steigen konnte. Es ergaben sich mit diesen Elektroden dieselben Resultate, wie mit gewöhnlichen Kugeln. Wo es

auf die Regelmäßigkeit der Schwingungen ankommt, scheinen letztere aber günstiger zu sein und sind schon aus rein praktischen Gründen vorzuziehen.

Im ersten Moment, wenn man die Flamme zwischen die kalten Elektroden bringt, tritt zunächst keine Stoßerregung ein; der Funke setzt zwar sofort mit der vergrößerten Schlagweite ein, aber er zeigt sehr viel Metalldampf und ist bei Verwendung von Messingelektroden intensiv grün gefärbt. Nimmt man in diesem Anfangsstadium möglichst schnell die Resonanzkurve auf, so zeigt diese entgegen dem bisher beschriebenen Verhalten der ionisierten Funkenstrecke die beiden Koppelschwingungen. Dies dauert aber nur solange, als die auf den Elektroden niedergeschlagene Wasserhaut vorhanden ist; sobald diese verschwunden ist, beginnt plötzlich die Stoßerregung, zunächst unregelmäßig, um dann nach kurzer Zeit regelmäßig zu werden. Vor Beginn der oben mitgeteilten Messungen wurde immer gewartet, bis die Verhältnisse in der Funkenstrecke konstant geworden waren. Bringt man künstlich Wasser auf die Kugeln, so dauert es längere Zeit, bis die Stoßerregung beginnt. Daß die Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden von Bedeutung ist, geht auch aus folgendem hervor: Wenn man die Kugeln frisch abschmirgelt, dann die Flamme zwischen die Elektroden bringt, so vergehen in der Regel einige Minuten, bis die Ausschläge der Instrumente regelmäßig und für Meßzwecke brauchbar geworden sind. Läßt man dann abkühlen und ionisiert von neuem, so erhält man den früheren Ausschlag bereits wieder nach 1,5 Minuten, wobei die Elektroden kaum über 100^0 erwärmt sein dürften.

Ein weiterer Versuch wurde unternommen, um zu entscheiden, inwieweit der Wasserstoff der Bunsenflamme an den oben beschriebenen Erscheinungen beteiligt ist, da bekanntlich der Wasserstoff die Stoßerregung begünstigt. Zu diesem Zweck wurde an Stelle der Bunsenflamme eine Kohlenoxydflamme[1]), die aus einem Schnittbrenner brannte, in den Elektrodenzwischenraum gebracht und die Schwingung untersucht. Es gelang nachzuweisen, daß auch diese gänzlich wasserstofffreie Flamme die Stoßerregung günstig beeinflußt, freilich ist die Wirkung nicht so stark wie die einer Bunsenflamme. Dabei ist aber zu beachten, daß die Ionisation durch die Kohlenoxydflamme ebenfalls kleiner ist.

Um über die Stärke der Ionisation einigen Aufschluß zu erhalten,

1) Das Kohlenoxyd wurde für diesen Versuch durch Zersetzung von Natriumformiat mit Schwefelsäure dargestellt.



wurde die Leitfähigkeit der benutzten Flamme gemessen. Die eine Elektrode der Funkenstrecke wurde unter Zwischenschaltung eines sehr hohen Widerstandes an den einen Pol der Akkumulatorenbatterie gelegt, während der andere Pol durch ein empfindliches Galvanometer mit der anderen Elektrode verbunden war. Es wurde nun bei verschiedenen Potentialdifferenzen der Elektroden der durchgehende Strom gemessen[1]. Um Unsymmetrien zu eliminieren, wurde das Potential an der Funkenstrecke mehrmals kommutiert und aus den Ausschlägen

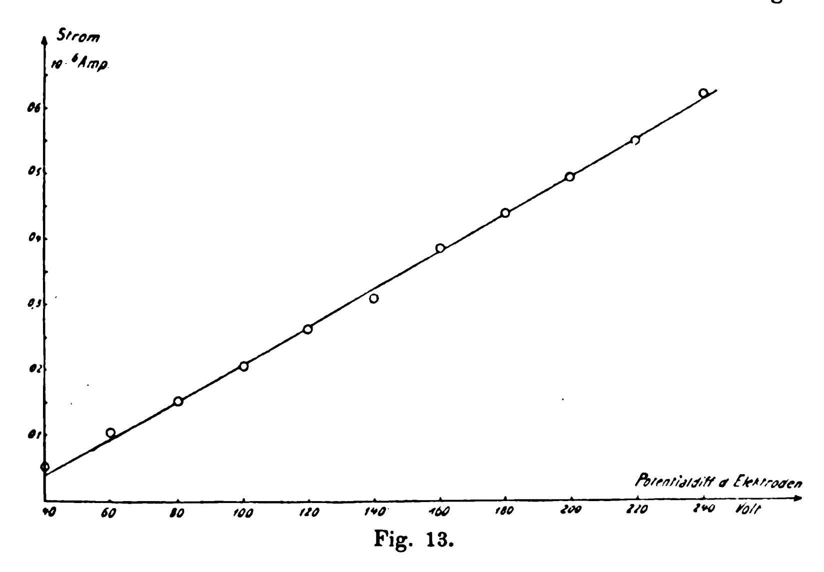


Fig. 13.

das Mittel genommen. Die Resultate sind in Fig. 13 dargestellt. Als Abszissen wurden die Potentialdifferenzen an der Funkenstrecke, als Ordinaten die gemessenen Ströme in Milliontel Ampere aufgetragen. Mit den zur Verfügung stehenden 120 Akkumulatoren war es nicht möglich, sich dem Sättigungsstrom zu nähern[2].

Die Wirkung anderer Ionisatoren.

Es wurde schließlich noch untersucht, welchen Einfluß andere Ionisationsmittel auf den Schwingungsverlauf in gekoppelten Kreisen haben. Bringt man einen elektrischen Lichtbogen in solche Nähe

1) Die Empfindlichkeit des Galvanometers betrug $5{,}45 \cdot 10^{-9}$ Amp.

2) Bei den höchsten angewandten Potentialdifferenzen wurden die Ausschläge etwas unregelmäßiger.



der Funkenstrecke, daß die Entladung in sehr geringer Entfernung (1—2 cm) vom Bogen erfolgt, so beobachtet man qualitativ dieselben Erscheinungen wie bei der Ionisation mit der Flamme. Der Effekt scheint zum größten Teil von der Ionisation des den Bogen umgebenden Gases herzurühren. Es sei aber hier bemerkt, daß es nicht gelang, einen Einfluß des ultravioletten Lichtes auf die Stoßerregung nachzuweisen.

Bei diesen Versuchen wurde das Bild des Bogens mit Hilfe einer Quarzlinse in der Funkenstrecke entworfen. Es wurde bereits erwähnt, daß bei allen Metallen außer Magnesium die Funkenstrecke mit Bogenlicht bestrahlt wurde, um regelmäßige Entladungen zu erzielen.

Die oben ausführlich beschriebenen Erscheinungen waren, wenn auch nicht in so ausgeprägter Form, ebenfalls zu erhalten, wenn die eine Elektrode zum Glühen erhitzt wurde. Sie bestand zu dem Zweck aus einem bügelförmig gebogenen Platindraht von 0,2—0,3 mm Durchmesser, der durch einen isoliert aufgestellten Akkumulator geheizt werden konnte. Die andere Elektrode hatte die gewöhnliche Gestalt, meist Magnesium- oder Zinkzylinder von 8 mm Durchmesser, die vorne kugelförmig abgedreht waren. Um die Spannung an der ionisierten und nichtionisierten Funkenstrecke messen und erforderlichenfalls konstant halten zu können, diente ein angeschaltetes Braunsches Elektrometer, welches die mittlere Spannungsdifferenz der Funkenstrecke anzeigte. Die Platindrähte hatten nur eine kurze Lebensdauer; besonders bei Gebrauch in kaltem Zustande wurden sie rasch zerstört. Infolgedessen wurden hier weniger Kurven aufgenommen.

Es war von vornherein zu erwarten, daß infolge der schwachen Ionisation der Funkenstrecke durch einen glühenden Draht der Effekt weniger deutlich sein würde als bei Anwendung der Flamme. Zur Orientierung über die Stärke der Ionisation wurde an die beiden Elektroden eine Potentialdifferenz von 100 Volt angelegt, und der Strom durch die Funkenstrecke Platin—Magnesium gemessen, während die Drahtelektrode bis zur hellen Gelbglut geheizt war. Es ergab sich bei einem

Elektrodenabstand	ein Strom	
von 1,5 mm	$21,5 \cdot 10^{-9}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$ Amp.
von 4,0 mm	$7,7 \cdot 10^{-9}$	$0,5 \cdot 10^{-9}$ Amp.

je nachdem der glühende Platindraht die Anode oder Kathode bildete. Zum Vergleich will ich bemerken, daß bei der Flamme der Strom,

der bei derselben Potentialdifferenz durch eine Funkenstrecke von 12 mm Länge floß, $180 \cdot 10^{-9}$ Amp. betrug.

Wenn nun die nicht geheizte Elektrode aus einem Metall bestand, welches sich gut zur Erzeugung von Stoßerregung eignet, wie Kupfer oder Messing, so hatte man zwar bei vorgegebener Funkenlänge mit glühender Elektrode Stoßerregung, während man nach Ausschaltung des Heizstromes die beiden Koppelschwingungen erhielt, auch dann, wenn man durch gleichzeitige Regulierung des Induktorstromes dafür sorgte, daß keine Partialentladungen auftraten. Verkleinerte man aber die nicht ionisierte Funkenstrecke, bis sie dieselbe Spannung zum

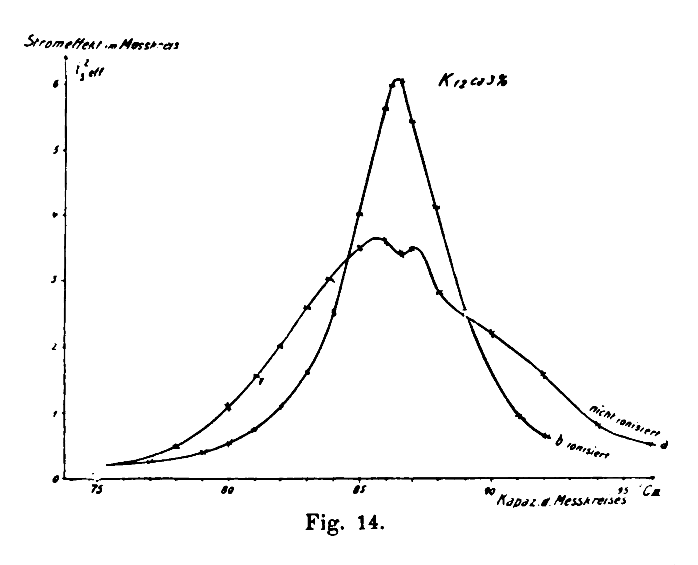


Fig. 14.

Durchschlagen brauchte wie die ionisierte, so wurden die Funkenlängen so klein (ca. 1 mm), daß Kupfer oder Messing bei der losen Koppelung, die auch beim Glühen der Elektroden nicht überschritten werden durfte, um Stoßerregung zu ergeben, diese ohne weiteres schon zeigten.

Deutlicher war der Erfolg des Glühens der Elektrode zu erhalten, wenn die andere Elektrode aus einem Metall bestand, das leicht die beiden Koppelwellen gab, z. B. aus Zink oder Magnesium. Die Resultate sind in Fig. 14 dargestellt. Die Kurve *a* zeigt die Resonanzkurve für eine Magnesium-Platin-Funkenstrecke, sie hat einen etwas unsymmetrischen Verlauf und läßt die beiden Maxima gerade erkennen. Der Koppelungskoeffizient betrug 3 %. Heizte man nun die Platinelektrode mit einem Strom von 10,3 Amp. zur hellen Rotglut und vergrößerte

die Funkenlänge, bis man dieselbe mittlere Spannung am Voltmeter erhielt, so nahm die Resonanzkurve die Gestalt von Fig. 14*b* an. Man bemerkt ein einziges scharfes Maximum, das der Eigenschwingung des Sekundärkreises entspricht. Bestimmt man die Dämpfung, so findet man $\mathfrak{d} = 0{,}067$. Dieser Wert ist größer als die Summe der Dekremente von Sekundär- und Meßkreis; man hat also keine ganz reine Stoßerregung. Dasselbe zeigt sich für etwas engere Koppelung.

Ersetzt man das Magnesium durch Zink, so kann man die Erscheinung noch bei engerer Koppelung erhalten. Für $k_{12} = 6\,^0/_0$ ist das Beobachtungsresultat in Fig. 15 dargestellt. Der Typus der

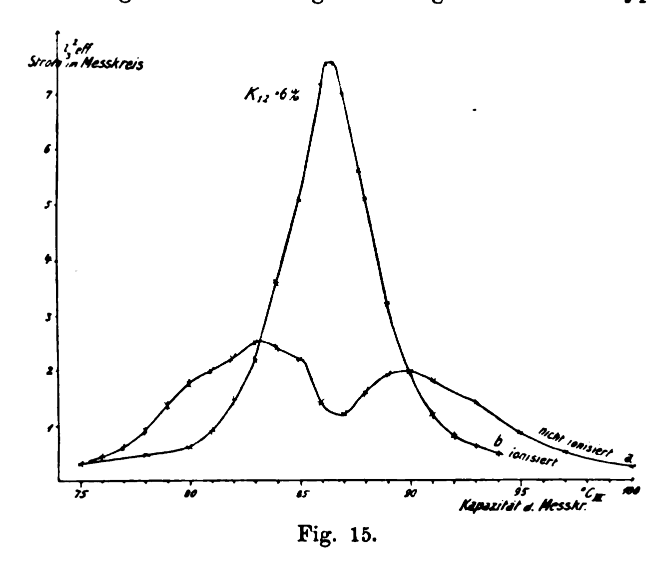


Fig. 15.

Kurven bleibt derselbe. Solange der Platindraht nicht geheizt wird, bekommt man die deformierte Resonanzkurve *a*. Erhitzt man die Elektrode mit 10,4 Amp. bis zur Hellrotglut, so verschwinden die Koppelungsmaxima, und man erhält die schlanke Resonanzkurve der Stoßerregung. Das Dekrement $\mathfrak{d} = 0{,}045$ [1]) bleibt innerhalb der Versuchsgenauigkeit konstant und ist gleich der Summe der Dämpfungen von Sekundär- und Meßkreis. Aus dem theoretischen Verlauf der Kurve folgt die reine Stoßerregung. Für das Eintreten der Erscheinung ist es gleichgültig, ob die geheizte Elektrode Anode oder Kathode ist; das letztere ist aber für die Regelmäßigkeit sehr günstig.

1) Mit dem Thermoelement gemessen.

Zusammenfassung der Resultate.

Es wurde das Verhalten von ionisierten Funkenstrecken in einfachen und gekoppelten Kondensatorkreisen untersucht. Dabei ergab sich folgendes:

1. Die mit einer Bunsenflamme ionisierte Funkenstrecke zeigt in einem einfachen Kondensatorkreis eine bedeutend größere Dämpfung als die nicht ionisierte bei derselben Spannung.

2. In zwei abgestimmten gekoppelten Kreisen liefert die ionisierte Funkenstrecke Stoßerregung auch noch bei so festen Koppelungen, bei welchen die gewöhnliche Funkenstrecke bereits die beiden Koppelungswellen zeigt. Bei Änderung der Funkenlänge bleibt die Erscheinung qualitativ dieselbe; die günstigste Koppelung scheint für kürzere Funken fester zu sein als für längere. Diese Begünstigung der Stoßerregung ist bai verschiedenen Elektrodenmetallen nachweisbar; sie ist besonders ausgeprägt bei Messing und Kupfer, weniger bei Zink und besonders Magnesium.

Qualitativ dieselben Erscheinungen, wenn auch nicht in so ausgeprägtem Maße, erhält man, wenn man die eine Elektrode zum starken Glühen erhitzt.

Die vorliegende Untersuchung wurde im physikalischen Institut der Universität Straßburg ausgeführt.

Es sei mir gestattet, meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. Braun, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetes Interesse an ihrem Fortgange.

Herzlichen Dank schulde ich auch Herrn Privatdozenten Dr. Mandelstam, sowie Herrn Dr. Rohmann für zahlreiche wertvolle Ratschläge.

(Eingesandt 23. Januar 1913.)

Eine Vereinfachung der Methode zur Bestimmung des wirksamen Widerstandes von Schwingungskreisen mit Hilfe gedämpfter Schwingungen.

Von **L. Högelsberger.**[1])

Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Graz Nr. 11.

Es sei gegeben ein Erregerkreis (Widerstand w_1, Dämpfung δ_1, Dekrement γ_1) und mit ihm gekoppelt ein Meßkreis (w_2, δ_2, γ_2). Es soll w_2 bzw. γ_2 bestimmt werden. Zum besseren Verständnis des Folgenden möge zuerst die bisher übliche Methode kurz skizziert werden.

Man nimmt durch Variation der Kapazität des Meßkreises die Resonanzkurve auf und erhält aus dieser nach der Methode von Bjerknes die Summe der Dekremente von Primär- und Sekundärkreis, also $\gamma_1 + \gamma_2$. (Im Meßkreise werde ein Instrument verwendet, dessen Ausschläge proportional dem Stromeffekt seien; α_r sei der Ausschlag bei Resonanz.) Dann schaltet man im Sekundärsystem einen kapazitäts- und selbstinduktionsfreien Widerstand w ein. Dadurch wird das Dekrement des Sekundärsystems um eine bekannte Größe η vermehrt. Zugleich sinkt der Resonanzausschlag des Stromeffektes auf α_r'. Durch Aufnahme der Resonanzkurve erhält man $\gamma_1 + \gamma_2 + \eta$.

Es ist dann

$$\gamma_2 = \frac{\eta}{\frac{\alpha_r}{\alpha_r'} \cdot \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2 + \eta} - 1} \quad \text{und} \quad w_2 = \frac{w}{\frac{\alpha_r}{\alpha_r'} \cdot \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2 + \eta} - 1}$$

Ist η gegen $\gamma_1 + \gamma_2$ zu vernachlässigen, so erhält man die bekannte Näherungsformel:

$$w_2 = \frac{w}{\frac{\alpha_r}{\alpha_r'} - 1}$$

Im folgenden soll nun ein Verfahren angegeben werden, das gestattet, aus drei Messungen des Stromeffekts ohne Aufnahme einer Resonanzkurve den Widerstand w_2 zu bestimmen.

1) Autoris. Abdruck aus Verh. D. Phys. Ges. **15**, 167, 1913.

Die mit dem Index 1 (2) versehenen Größen beziehen sich auf den Primärkreis (Sekundärkreis). I ist der Stromeffekt ohne Zuschaltwiderstand, I' und I'' die Effekte nach Zuschaltung der Widerstände w' und w'', α_r, α_r', α_r'' sind die in der Resonanzstellung gemessenen Ausschläge, die den Stromeffekten I, I', I'' entsprechen; δ' und δ'' seien die infolge der Zuschaltung von w' und w'' auftretenden Zusatzdämpfungen, γ' und γ'' die entsprechenden Zusatzdekremente. K bedeutet eine Konstante.

Es bestehen dann die Beziehungen:

$$I = K \cdot \frac{1}{\delta_1 \delta_2 (\delta_1 + \delta_2)} \qquad I' = K \cdot \frac{1}{\delta_1 (\delta_2 + \delta')(\delta_1 + \delta_2 + \delta')}$$

$$I'' = K \cdot \frac{1}{\delta_1 (\delta_2 + \delta'')(\delta_1 + \delta_2 + \delta'')}$$

$$\frac{I'}{I} = \frac{\delta_2 (\delta_1 + \delta_2)}{(\delta_2 + \delta')(\delta_1 + \delta_2 + \delta')} = \frac{\gamma_2 (\gamma_1 + \gamma_2)}{(\gamma_2 + \gamma')(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma')} = \frac{\alpha_r'}{\alpha_r}$$

$$\frac{I''}{I} = \frac{\delta_2 (\delta_1 + \delta_2)}{(\delta_2 + \delta'')(\delta_1 + \delta_2 + \delta'')} = \frac{\gamma_2 (\gamma_1 + \gamma_2)}{(\gamma_2 + \gamma'')(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma'')} = \frac{\alpha_r''}{\alpha_r}$$

Eliminiert man aus beiden Gleichungen $\gamma_1 + \gamma_2$, setzt die relativen Änderungen der Ausschläge

$$\frac{\alpha_r - \alpha_r'}{\alpha_r'} = \mu' \quad \text{bzw.} \quad \frac{\alpha_r - \alpha_r''}{\alpha_r''} = \mu''$$

führt man nun noch das Verhältnis der Zusatzwiderstände

$$\frac{w''}{w'} = \frac{\gamma''}{\gamma'} = n > 1$$

ein und schreibt für die Ausdrücke

$$n^2 \mu' - \mu'' = A. \qquad \mu'' - n \mu' = B$$

so ergibt sich

$$\frac{2\gamma_2}{\gamma'} = \frac{2 w_2}{w'} = \frac{A}{B} \pm \sqrt{\frac{A^2}{B^2} - \frac{4n(n-1)}{B}}$$

Bezeichnet man $1 + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} = N$, so findet man, daß A und B folgende Bedeutung haben:

$$A = \frac{n(n-1)}{N}(N+1)\frac{w'}{w_2}; \qquad B = \frac{n(n-1)}{N}\left(\frac{w'}{w_2}\right)^2$$

Setzt man diese Ausdrücke für A und B in die für $\frac{2\,w_2}{w'}$ gefundene Gleichung ein, so muß sich eine Identität ergeben, daraus ergibt sich, daß die Wurzel das negative Zeichen zu erhalten hat. Die Formel zur Berechnung von w_2 lautet daher:

$$w_2 = \frac{w'}{2\,B}\left[A - \sqrt{A^2 - 4\,n\,(n-1)\,B}\right] \tag{1}$$

Will man nicht w_2, sondern γ_2 berechnen, so hat man an die Stelle von w' γ' zu setzen. Ist γ_2 ausgerechnet, so läßt sich auch γ_1 berechnen, und zwar nach der Formel:

$$\gamma_1 = \gamma_2\left(\frac{w'}{w_2}\cdot\frac{A}{B} - 2\right) \tag{2}$$

Die experimentelle Bestimmung eines Leistungswiderstandes gestaltet sich nach dieser Methode wie folgt. Man stimme Erregerkreis und Meßkreis auf Resonanz ab und bestimme, immer in der Resonanzstellung, die dem Stromeffekt proportionalen Ausschläge α_r, α_r', α_r'', die sich ohne Zusatzwiderstand bzw. mit den Zusatzwiderständen w' und w'' ergeben. Dann rechnet man sich die Größen

$$\frac{w''}{w'} = n, \qquad \frac{\alpha_r}{\alpha_r'} - 1 = \mu', \qquad \frac{\alpha_r}{\alpha_r''} - 1 = \mu''$$

$$A = n^2\,\mu' - \mu'', \qquad B = \mu'' - n\,\mu'$$

und erhält aus der Formel (1) das gesuchte w_2 bzw. γ_2 und aus der Formel (2) das γ_1.

Bei Anwendung der Formel ist zu berücksichtigen, daß 1. bei Ableitung derselben die Voraussetzung gemacht wurde, daß das Einschalten der Zusatzwiderstände die Wellenlänge des Kreises nicht beeinflußt, d. h. der Widerstand muß kapazitäts- und induktionsfrei sein, auch darf er nicht so groß sein, daß die auftretende Zusatzdämpfung die Schwingungsdauer merklich beeinflußt; 2. w' und w'' die Widerstände für die betreffende Frequenz bedeuten.

Da diese Bedingungen sich in der Praxis meist mit großer Annäherung erfüllen lassen, liefert diese Formel bei entsprechend genauer Beobachtung der Resonanzausschläge gute Resultate, was an einer nach beiden Methoden ausgeführten Messung gezeigt werden soll.

Die zweimalige Aufnahme der Resonanzkurve ergab:

$$\gamma_1 + \gamma_2 = 2\,\pi\cdot 0{,}00578, \qquad \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma' = 2\,\pi\cdot 0{,}00645$$

Daraus ist

$$\gamma' = 2\pi \cdot 0{,}00067$$

Da gleichzeitig $\alpha_r = 490$, $\alpha_r' = 309$ war, wobei w' einen Wert von 1,43 Ω hatte, ergibt sich $\gamma_2 = 2\pi \cdot 0{,}00159$ und daraus

$$w_2 = \frac{\gamma_2}{\gamma'} w' = 3{,}39\ \Omega$$

Wurde noch ein Widerstand $w'' = 2{,}86\ \Omega$ eingeschaltet, so war $\alpha_r'' = 216$, daraus berechnet sich $\mu' = 0{,}587$, $\mu'' = 1{,}27$, $n = 2$, $A = 1{,}078$, $B = 0{,}096$ und man findet schließlich $w_2 = 3{,}37\ \Omega$.

Der Unterschied zwischen den beiden Werten beträgt nicht einmal 1 %, dabei ist die neue Methode einfacher, da man sich die zweimalige Aufnahme der Resonanzkurve erspart.

(Eingesandt 10. April 1913.)

Referate.

Wir entnehmen der Phys. Ztschr. **13**, 1163 ff., 1912 nach einem Bericht über die Versammlung der British Association for the advancement of science zu Dundee 4.—11. September 1912 folgendes:

Diskussion über die wissenschaftliche Theorie und die noch offenen Fragen der drahtlosen Telegraphie [1]).

Einleitende Bemerkungen von Herrn J. A. Fleming.

Es wurden eine Anzahl Fragen zur Erwägung und Erörterung gestellt, und zwar:

1. Welches ist die genaue Natur des Mechanismus, durch welchen der Sender den Empfänger beeinflußt?

2. Ist es ein reiner und einfacher Hertzscher Welleneffekt, oder wird er durch elektromagnetische Wellen unterstützt und herbeigeführt die sich durch die Erdoberfläche oder längs dieser fortpflanzen?

3. Welchen Anteil nimmt die Erde an der Fortpflanzung, und wirkt sie wie ein vollkommener Leiter, oder wie ein leitendes Dielektrikum? Ist die Verbindung des Senders und des Empfängers mit der Erde ein Vorteil oder ein Nachteil?

1) Wir kommen in besonderen Aufsätzen auf dieses Thema in den nächsten Heften noch zurück. Die Red.

4. Können wir den Nachweis radiotelegraphischer Wellen in einem Viertel des Weges um die Erde als das Ergebnis wahrer Beugung erklären?

5. Wenn dies nicht der Fall ist, können wir dann die Sommerfeldsche Theorie annehmen, nach welcher die Wirkungen auf große Entfernungen hauptsächlich auf Oberflächenwellen beruhen, die sich längs der Erdoberfläche fortpflanzen, so wie sich elektromagnetische Wellen längs Drähten fortpflanzen?

6. Ist die von Sommerfeld aufgestellte mathematische Theorie gültig?

7. Welche anderen Erklärungen lassen sich für die praktischen Ergebnisse geben, die man in der drahtlosen Telegraphie auf große Entfernungen erhalten hat, und bei denen Entfernungen überwunden worden sind, welche mit einem Erdquadranten vergleichbar sind, wenn man keine anomale Beugung oder sonst eine Fortpflanzung von Oberflächenwellen annehmen will?

8. Was ist, abgesehen von der Wirkung der Krümmung der Erde, der Grund für den großen Unterschied, den man bei der radiotelegraphischen Fortpflanzung über See und über Land für bestimmte Wellenlängen gefunden hat?

9. Was die Atmosphäre anbetrifft, warum ist es zu gewissen Zeiten möglich, mit gegebener Sender- und Empfängereinrichtung über außergewöhnlich große Entfernungen zu verkehren, während zu anderen Zeiten die Reichweite stark verringert ist?

10. Was ist hinsichtlich des Unterschiedes in der maximalen oder effektiven Reichweite bei Tage und Nacht die wahre Erklärung für die Tatsache, daß bei Verwendung gegebener Anordnungen für große Entfernungen die effektive Reichweite bei Nacht ungefähr dreimal größer ist als bei Tage, sofern man nicht sehr lange Wellen anwendet?

11. Kann dieser Unterschied zwischen Tag und Nacht als ein von der Wirkung des Lichts auf die Senderantenne herrührender Effekt erklärt werden?

12. Kann er als auf der Ionisation der oberen Luftschicht durch Sonnenlicht und dadurch bewirkte Änderung der Leitfähigkeit der Luft erklärt werden?

13. Wenn keine der beiden vorstehenden Erklärungen dem Sachverhalt ganz entspricht, worauf beruht dann dieser herabsetzende Einfluß des Tageslichts?

14. Was ist der Grund für die stark verringerte Reichweite bei

oder um Sonnenaufgang bei Verwendung einer gegebenen Sende- und Empfangsapparatur für große Entfernungen?

15. Beruht die richtende Wirkung der von Marconi erfundenen geknickten Antenne nur auf der Form der Antenne (Fleming), oder beruht sie auf der Natur des Erdreiches unter der Antenne und auf in dieser erzeugten vertikalen Erdströmen (Hoerschelmann)?

16. Was ist die Erklärung für die Wirkung einer auf dem Erdboden oder in dessen Nähe verlegten Empfangsantenne, wie sie von Marconi[1]) und neuerdings von F. Kiebitz angewandt worden ist?

17. Kommt hierbei eine Fortpflanzung von Wellen durch die Erdmasse in Frage, oder beruht diese Wirkung auf einer Konzentration des bewegten elektromagnetischen Feldes in der Nähe der Erdoberfläche?

In betreff praktischer Punkte fordern die nachstehenden Fragen zur Diskussion heraus:

18. Sind wir bereits bei dem besten oder einzig möglichen Verfahren angelangt, eine Interferenz zwischen den Stationen einfach durch die Verwendung verschiedener Wellenlängen und den Gebrauch von Schwingungskreisen mit verschiedener Eigenperiode zu verhindern?

19. Welche Wahrscheinlichkeit besteht dafür, daß das Telephon als Empfangsinstrument durch irgendein gleich empfindliches registrierendes Instrument ersetzt werden wird, das die Nachrichten auf gewöhnliches Telegraphenpapier druckt?

20. Welche Möglichkeiten bestehen für die Erfindung eines geeigneten Signales, durch das die Notwendigkeit vermieden wird, daß der den Empfangsapparat bedienende Beamte beständig am Telephon horchen muß?

21. Welche für Schiffe auf See anwendbaren, wirklich nützliche Methoden bestehen für die Lokalisierung der Lage der Sendestation und für die Bestimmung ihrer Entfernung? Ist mit dem Radiogoniometer von Bellini-Tosi das letzte Wort in dieser Angelegenheit gesprochen?

22. Welche wirklichen Fortschritte sind in letzter Zeit in Methoden zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen gemacht worden?

23. Haben die Methoden zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen

---

1) Marconi hatte im Jahre 1896 für den Empfang eine Schaltung mit zwei Erdungen und einem Kondensator angegeben (engl. Patent Nr. 12039, 1896). Derselbe ist aber durchaus nicht vergleichbar oder gar identisch mit den Kiebitzschen oder Zehnderschen Anordnungen.

Die Redaktion.

mittels des Lichtbogens und mittels der Hochfrequenz-Wechselstrommaschine für die Zukunft irgendein praktisches Arbeitsfeld?

24. Ist es möglich, die drahtlose Telephonie ähnlich der Radiotelegraphie auf eine feste, praktische Grundlage zu stellen, oder muß sie immer nur ein experimentelles Kunststück bleiben?

Herr Fleming diskutierte die theoretischen Arbeiten von Macdonald und Nicholson über die Beugung elektrischer Wellen um Kugeln, und die Arbeit von Sommerfeld „Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie“.

Von Herrn Sommerfeld traf nachstehender Brief ein:

Bemerkungen zur Diskussion über drahtlose Telegraphie.

Die liebenswürdige Aufmerksamkeit, welche die Assoziation meinen theoretischen Studien über drahtlose Telegraphie schenken will, verpflichtet mich, zur Diskussion so viel beizutragen, als ich vermag. Ich werde daher die einzelnen von Prof. Fleming gestellten Fragen von meinem rein theoretischen Standpunkte aus beantworten, trotzdem ich mir bewußt bin, daß viele Mitglieder der Versammlung weit genauere aus der Wirklichkeit des Experiments geschöpfte Kenntnisse dieser Vorgänge besitzen als ich selbst.

1. Die genaue Natur des Mechanismus, durch welchen der Sender den Empfänger beeinflußt, wird durch das Schema der Maxwellschen Gleichungen gegeben. Vielleicht sind diese im kleinen und im Innern der Atome nicht genau richtig. Dagegen haben sie sich für Erscheinungen großen Maßstabes, wie die in Rede stehenden, bisher stets bewährt.

2. Die Maxwellschen Gleichungen zeigen, daß eine reine und einfache Hertzsche Welle in der Nähe einer Grenzfläche von heterogenem (leitendem oder dielektrischem) Material nicht möglich ist, daß vielmehr in diesem sekundäre Effekte induziert werden, welche auch die Fortpflanzung der Wellen in Luft beeinflussen.

3. In der Nähe des Senders wirkt die Erde wie ein vollkommener Leiter. In größerer Entfernung kommt es auf die endliche Größe der Leitfähigkeit an. Was man als kleine oder große Entfernung anzusehen hat, hängt von Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante des Bodens, sowie von der Größe der Wellenlänge ab und läßt sich theoretisch genau definieren. Bei langen Wellen über See sind alle erreichbaren Entfernungen als klein (in diesem Sinne) anzusehen. Die Erdung des

Senders hat keinen Einfluß auf den Vorgang der Wellenausbreitung. Damit ist folgendes gemeint: Zwei verschiedene Sender (mehr oder minder geerdet), welche in kleiner Entfernung dieselbe Wellenamplitude geben, liefern auch in jeder anderen Entfernung dieselbe Wellenamplitude und Wellenform. Zwei solche Sender werden aber, je nach ihrer Konstruktion, ganz verschiedene Größen des Stromes und der Energiezufuhr erfordern.

Also: Der Wirkungsgrad der Emission (Verhältnis der Wellenenergie in der Entfernung *1* zur Energiezufuhr) hängt von der Erdung ab. Wie sie davon abhängt, läßt sich nur durch den Versuch mit besonderem Sender bestimmen. Dagegen der Wirkungsgrad der Ausbreitung (Verhältnis der Wellenenergie in der Entfernung r zu der Wellenenergie in der Entfernung *1*) ist von der Erdung unabhängig. Dies läßt sich durch allgemeine theoretische Betrachtung zeigen.

4. und 5. Zwischen „wahrer Beugung“ und „Oberflächenwellen“ ist kein prinzipieller Gegensatz, da beide Erscheinungen aus derselben Quelle der Maxwellschen Gleichungen fließen. Sie sind bei einer gekrümmten Oberfläche in Strenge nicht voneinander zu trennen, ebensowenig wie sich die Raumwellen (von Hertzschen Typus) und die Oberflächenwellen (vom Rayleigh-Typus) strenge trennen lassen, vielmehr durch die Grenzbedingungen an der Erdoberfläche notwendig miteinander verknüpft sind.

6. Über den Einfluß der Erdkrümmung habe ich selbst keine quantitativen Rechnungen publiziert; ich habe nur die Vermutung ausgesprochen, daß der Typus der Oberflächenwellen für ihre Überwindung günstig sein könne. Dagegen habe ich Herrn H. W. March veranlaßt, darüber zu arbeiten (Diss. München 1911; Ann. d. Phys. **37**). March fand für die Amplitude A in einem Punkte, der von dem Sender um den geozentrischen Winkel Θ entfernt ist,

$$A = \frac{A_0}{\sqrt{\Theta \sin \Theta}} \tag{1}$$

also für kleine Θ eine Abnahme, die dem Winkel Θ, und also der auf der Erdoberfläche gemessenen Entfernung, proportional ist. Für große Θ eine langsamere Abnahme und für $\Theta > 110^0$ sogar eine Zunahme der Amplitude. Leider ist dieses Resultat mathematisch nicht korrekt, wie Poincaré in den C. R. 1912 bemerkt hat. Es kommt nämlich bei richtiger Rechnung zu (1) noch der Exponentialfaktor

$$e^{-\beta\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^{-1/3}\theta} \tag{2}$$

hinzu.

λ = Wellenlänge,
a = Erdradius,
β = ein Zahlenfaktor, kleiner als 1.

Durch diese Berichtigung nähert sich das Ergebnis von March denjenigen von Poincaré und Nicholson. Infolgedessen wird Hr. March seinen Einspruch gegen diese Arbeiten demnächst in den Annalen widerrufen[1]). Da hiernach die exponentielle Dämpfung von der Form (2) auf drei voneinander unabhängigen Wegen (von Poincaré, Nicholson und March) aus den Maxwellschen Gleichungen gefolgert worden ist, kann sie als bewiesen gelten. Die Erdkrümmung bewirkt also eine mit der geozentrischen Entfernung exponentiell zunehmende Zerstreuung der Wellen. Wie mir scheint, ist aber die numerische Größe dieser Zerstreuung von Poincaré und Nicholson überschätzt worden. Mit den Beobachtungen von Austin dürfte der theoretische Wert der Zerstreuung der Größenordnung nach übereinstimmen, während Poincaré meinte, daß er hundertmal zu groß sei. Auch stimmt der empirische Dämpfungsfaktor in der Formel von Austin mit der theoretischen Formel (2) der Form nach überein, nur mit dem Unterschiede, daß bei Austin $\lambda^{-1/2}$, in (2) $\lambda^{-1/3}$ steht.

Man darf sich durch die Exponentialfunktion in (2) nicht zu sehr imponieren lassen, sondern muß bedenken, daß für die großen Wellenlängen des transatlantischen Verkehrs $\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^{1/3}$ eine mäßige Zahl ist, z. B. nur gleich 21,5 für $\lambda = 4$ km, daß also der Exponent in (2) mit $\Theta = 15^0$ (entsprechend ungefähr der größten bei Austin vorkommenden Entfernung von 900 Seemeilen) und mit $\beta = 0{,}7$ (dem von Herrn Nicholson angegebenen Werte dieses Zahlenfaktors) nur gleich 4 wird. Bei diesen Rechnungen ist die Erde als vollkommener Leiter vorausgesetzt. Eine demnächst von Herrn von Rybczinsky[1]) zu publizierende Rechnung hat gezeigt, daß die endliche Leitfähigkeit das Resultat der Wellenübertragung möglicherweise etwas, aber nicht sehr bedeutend, verbessern kann und daß der Zerstreuungsfaktor β bei genauerer Approximation wesentlich kleiner ausfällt, als 0,7.

Die Form des Faktors (1) weist, wie March ausführt, auf eine flächenhafte Ausbreitung der Wellen hin. In der Tat ist $\sin\Theta$ proportional mit der Größe des durch den Empfänger um den Sender gelegten Parallelkreises auf der Erde, und es würde, bei rein flächenhafter Ausbreitung, die Energie umgekehrt proportional der Größe

1) Vgl. die inzwischen in den Ann. Phys. 41, 191, 1913, erschienenen Arbeit von W. v. Rybczyński. Die Red.

dieses Parallelkreises variieren. In Wirklichkeit tritt aber die flächenhafte Ausbreitung nicht rein auf, sondern es kommt in (1) zu $\sqrt{\sin \Theta}$ der Faktor $\sqrt{\Theta}$ und namentlich in (2) die wichtige exponentielle Zerstreuung hinzu.

7. Ich glaube nicht, daß man nach anderen Erklärungen suchen soll, solange nicht die aus der einfachsten Annahme gefolgerten obigen Formeln mit quantitativen Versuchen verglichen sind.

8. Aus meinen Formeln (z. B. im Jahrb. d. drahtl. Telegr., Bd. 4) folgt, abgesehen von der Krümmung der Erde, besonders bei kleineren Wellenlängen ein großer Unterschied der Ausbreitung über Land und über See, auch über Süßwasser und Seewasser. Die Tendenz der Praxis, zu immer größeren Wellenlängen überzugehen, läßt sich von meinem Standpunkt aus dadurch verstehen, daß die größeren Wellenlängen sowohl den Einfluß der Unvollkommenheit der Erdleitung wie denjenigen der Erdkrümmung herabdrücken.

Man kann sich vorstellen, daß ungleichmäßige Ionisation der Atmosphäre die Wellen zerstreut.

10—14. Der Unterschied der Reichweite bei Tag und Nacht scheint zu zeigen, daß das Sonnenlicht ungünstig auf die Reichweite wirke, sei es durch Erhöhung der Leitfähigkeit der Luft, sei es nach der interessanten Hypothese von Prof. Fleming. Man kann daher, wie mir scheint, die Ionisation der oberen Luftschichten nicht umgekehrt als günstig für die Überwindung der Erdkrümmung heranziehen.

15. Die Untersuchung von Hoerschelmann scheint mir auf strenger elektromagnetischer Basis zu beruhen und benutzt keine ad hoc gemachten besonderen Hypothesen; auch die Form der Antenne wird dabei bis zu einem gewissen Grade berücksichtigt.

Ein Kriterium ihrer Richtigkeit würde sich daraus ergeben, wenn sich zeigen ließe, daß der Marconi-Sender auf Schiffen keine Richtkraft besitzt.

Im Hinblick auf die Fragen **9—14** verlas Herr W. H. Eccles folgende Arbeit:

Über gewisse, die Fortpflanzung elektrischer Wellen über die Oberfläche des Erdballs begleitende Erscheinungen.

In der vorliegenden Mitteilung werden einige der noch unerklärten Erscheinungen beschrieben, denen man bei der Übermittelung künstlicher oder natürlicher elektrischer Wellen über große Entfernungen begegnet; es wird darin weiter untersucht, inwieweit diese Erscheinungen

sich auf Grund der Hypothese von der Brechung oder Reflexion elektrischer Wellen seitens ionisierter Luftmassen erklären lassen. Auf den günstigen Einfluß der Ionisation unserer Atmosphäre durch die Sonne auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen um den Erdball hat zuerst der Verfasser in einer Arbeit aufmerksam gemacht, die er im vergangenen Juni vor der Royal Society verlesen hat. Da die Arbeit zur Zeit der Niederschrift dieser Mitteilung noch nicht veröffentlicht worden ist, so muß ich hier eine Zusammenfassung ihres Inhalts geben.

In der erwähnten Arbeit habe ich zunächst gezeigt, daß das Vorhandensein geladener Ionen von der Größenordnung der Moleküle in der Atmosphäre an der Geschwindigkeit elektrischer Wellen in dem Medium solche Veränderungen hervorbringt, die einen merklichen Einfluß auf Wellen haben werden, welche lange Strecken durchlaufen. Zweifellos werden durch die Sonnenstrahlung Ionen von verschiederer Größe erzeugt. Insbesondere haben die Arbeiten von Lenard und Ramsauer den Beweis dafür erbracht, daß ultraviolettes Licht einen unmittelbaren Einfluß auf die Luft hat, und daß besonders bei der Absorption von Licht elektrische Träger von molekularer Größe erzeugt werden. Diese Träger haben übrigens nicht annähernd solch große Fähigkeit, die Kondensation des Wasserdampfes zu verursachen, wie die, für gewöhnlich ungeladenen, „Kondensationskerne“, die zugleich mit ihnen und unabhängig von ihnen unter verhältnismäßig geringer Lichtabsorption erzeugt werden. Diese ungeladenen Kondensationskerne bilden sich nur dort, wo Wasserdampf vorhanden ist — was vermutlich zugleich sagt, daß sie sich nur in tiefen Schichten der Atmosphäre bilden —, und haben auf die Geschwindigkeit elektrischer Wellen keinen bedeutenden Einfluß; die elektrischen Ladungsträger hingegen, die sich, wie wir annehmen, in hohen Schichten, wo die Sonnenstrahlen noch nicht durch Absorption geschwächt sind, reichlich finden, haben einen großen Einfluß auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Nach der erwähnten Arbeit erhalten wir nämlich, wenn u_0 die Geschwindigkeit in nicht ionisierter Luft und u die Geschwindigkeit in Luft ist, welche Ionen der letzteren Art enthält, die Gleichung

$$u = u_0 \left(1 + \frac{1}{2} \gamma\right)$$

vorausgesetzt, daß γ klein ist. Es zeigt sich, daß in hohen Luftschichten die Größe γ der Konzentration der Ionen direkt und dem Quadrat der Frequenz umgekehrt proportional ist. In niedrigen Schichten ist die Größe γ der Konzentration proportional, aber nahezu unabhängig von

der Frequenz. Der Einfluß der Absorption auf die Reichweite ist direkt proportional γ.

Nach dem oben Gesagten muß die Konzentration der von der Sonnenstrahlung herrührenden Ionen mit zunehmender Entfernung von der Erde wachsen, und es ist nicht unsinnig, wenn wir annehmen, daß praktisch sämtliche Ionen in den mittleren Teilen der Atmosphäre von der Sonnenstrahlung herrühren. Eine Folge hiervon ist, daß mit zunehmender Höhe über der Erde die Geschwindigkeit elektrischer Wellen zunehmen wird. Es folgt daraus, daß eine angenähert vertikale Wellenfront sich bei ihrem Fortschreiten in horizontaler Richtung durch den mittleren Teil der Atmosphäre vornüber neigen wird, oder mit anderen Worten: ein in der Mitte der Atmosphäre nahezu horizontal fortschreitender Strahl wird eine Bahn verfolgen, die in demselben Sinne gekrümmt ist wie die Erdoberfläche. In den unteren Schichten der Atmosphäre, wo die Ionisation und der Betrag ihrer Änderung mit der Höhe gering sind, wird der Strahl nicht merklich gebeugt werden. Mithin wird ein elektrischer Strahl, der von einem Punkte auf der Erdoberfläche in einer ein wenig aufwärts geneigten Richtung ausgeht, in den unteren Schichten der Atmosphäre eine gerade Bahn und in den mittleren Schichten eine etwas gekrümmte Bahn verfolgen, deren konkave Seite abwärts gerichtet ist. Wenn die Krümmung der Bahn hier im Mittel größer ist als die des Erdballs, so wird der Strahl abwärts zu den tieferen Schichten der Atmosphäre hin gerichtet werden und wieder eine gerade Linie durchlaufen; im anderen Falle aber geht er immer weiter und weiter von der Erdoberfläche fort und wird für uns verloren.

Es ist klar, daß an oder über irgendeinem gegebenen Orte auf der Erdoberfläche die Ionisation in den unteren und mittleren Teilen der Atmosphäre bis Mittag zunimmt und nach Mittag abnimmt. Bei Sonnenuntergang wird die Mehrzahl der von der Sonne gebildeten Ionen rasch durch Wiedervereinigung verschwinden, und infolgedessen wird die Atmosphäre unionisiert bleiben, sofern nicht etwa durch örtliche elektromotorische Kräfte im Laufe des Tages positive und negative Ionen voneinander getrennt worden sind. Bei Sonnenaufgang wird eine starke Ionenbildung stattfinden. Somit findet an der Grenze von Licht und Dunkelheit in der Atmosphäre ein mehr oder minder plötzlicher Wechsel der elektrischen Verhältnisse des Mediums statt, durch das die Wellen hindurchgehen müssen. Wir dürfen erwarten, daß dieses Dämmerungsgebiet einen viel größeren Einfluß auf die Fortpflanzung solcher Wellen haben wird, die aus großer Entfernung kommen.

als auf die Fortpflanzung solcher Wellen, die aus Entfernungen kommen, welche im Vergleich zur Höhe der stark ionisierten Schichten nicht groß sind.

Kaum eine der zu beschreibenden Erscheinungen läßt sich ohne die Annahme erklären, daß es in unserer Atmosphäre einige dauernd ionisierte obere Schichten gibt, die imstande sind, elektrische Wellen zu reflektieren. Diese Hypothese ist im Jahre 1900 von Heaviside aufgestellt worden, ist aber bislang noch durch keinen direkten Beweis gestützt worden. Neben dem Beweise zugunsten der Hypothese, der überall in der vorliegenden Mitteilung implizite enthalten ist, möchte ich einige, von einem ganz anderen Gesichtspunkte aus angestellte Betrachtungen anführen. Im Jahre 1901 führte Newcomb in Amerika photometrische Messungen der gesamten Lichtmenge aus, die an der Erdoberfläche von einem klaren Himmel in einer mondlosen Nacht aufgefangen wurde, und verglich sie mit der Gesamtsumme der gemessenen Lichtmengen von den Sternen. Er entdeckte, daß die tatsächlich aufgefangene Lichtmenge die von den Sternen ausgehende beträchtlich übertraf. Dieses Ergebnis ist von anderen Beobachtern bestätigt worden, besonders in den Jahren 1907/1908 in Holland von Yntema, der fand, daß das Extralicht in der Nähe des Horizonts merklich größer war als im Zenit. Yntema sprach im Jahre 1908 die Vermutung aus, daß das Extralicht von einer Art beständiger Aurora in der oberen Atmosphäre herrühren dürfte. Es ist natürlich bekannt, daß W. W. Campbell im Jahre 1895 gezeigt hat, daß man in klaren, mondlosen Nächten die grüne Nordlichtlinie $\lambda = 5770$ in jedem Teile des Himmels sehen kann. Dieses Extralicht ist kürzlich auf dem Mount Whitney von Abbott gemessen worden (im August 1910), und zwar mit ähnlichen Ergebnissen wie zuvor. Im Maiheft des Jahrgangs 1912 des Astrophysical Journal diskutiert Herr W. J. Humphreys dieses sogenannte „Erdlicht“ und stellt dabei die neue Annahme auf, die in einleuchtender Weise unterstützt, daß die äußersten Schichten unserer Atmosphäre durch Bombardement mit Staub kosmischer Herkunft dauernd ionisiert gehalten werden. Eine derartige ionisierte obere Schicht ist genau das, was viele der Tatsachen der drahtlosen Telegraphie verlangen: es ist aber sehr zweifelhaft, ob die Erforscher des Erdmagnetismus die Humphreyschen Anschauungen zulassen werden.

In einer sehr bedeutungsvollen Diskussion über den Grad der Leitfähigkeit, der in den oberen Schichten der Atmosphäre erforderlich ist, um seine Theorie der täglichen Änderungen des Erdmagnetismus

zu rechtfertigen, gelangt Herr Schuster[1]) zu einer Leitfähigkeit von der Größenordnung von 10^{-13} elektromagnetischen Einheiten in Höhen von etwa 100 km. Wenn ich die Leitfähigkeit als umgekehrt proportional dem Druck und an der Erdoberfläche, wo die Anzahl der Ionen etwa 10^4 auf den Kubikzentimeter beträgt, zu 10^{-24} annehme, so finde ich, daß Schuster tatsächlich in den oberen Gebieben 10^9 Ionen auf den Kubikzentimeter verlangt. Infolgedessen nimmt die Größe γ in der (jetzt ungültigen) obigen Formel in einer Höhe von 100 km für Wellen von der Frequenz 1500000 per Sekunde den Wert 1 an. Infolgedessen schätze ich roh, daß γ für Wellen von der Frequenz 150000 in 60 km Höhe und für solche von der Frequenz 50000 in 40 km Höhe 1 sein wird. Der vollständige Ausdruck für die Geschwindigkeit lehrt nun, daß der Betrag seiner Änderung mit der Änderung von γ sehr groß wird, wenn γ sich dem Werte 1 nähert; das bedeutet, daß bei Tage die Brechung der elektrischen Strahlen nach unten hin in den genannten Höhen gleichbedeutend mit einer Reflexion sein wird. Infolgedessen werden wir erwarten, daß bei sehr starken Wellen das Gesetz der umgekehrten Quadrate für die Divergenz der Energie sich eines Tages als allzu abweichend erweisen wird. Derartig große Werte von γ bedeuten indessen starke Absorption. Um Mißverständnissen vorzubeugen, muß ich hinzufügen, daß eine weit geringere Leitfähigkeit, als Schuster sie verlangt, genügen dürfte, um eine vorteilhafte Beugung langer Wellen um die Erde infolge Brechung durch Ionen bei Tage herbeizuführen.

Im Vorübergehen mag erwähnt werden, daß der einzige ersichtliche Ersatz für die Heavisidesche Hypothese der oberen reflektierenden Schicht die Hypothese der elektrodynamischen Oberflächenwellen ist, die gleichfalls von Heaviside aufgestellt und von Sommerfeld ausgearbeitet worden ist. Mir erscheint die reflektierende Schicht wahrscheinlicher.

Wenden wir uns nun zu den Erscheinungen, die bisher durch die Übermittelung auf große Entfernungen zutage gefördert worden sind, so ist die erste Tatsache die Entdeckung des Unterschiedes in der Signalgebung bei Tage und bei Nacht, die Marconi im Jahre 1902 gemacht hat. Marconi fand, daß Signale, die bei Nacht bis auf 2000 (engl.) Meilen über den Atlantischen Ozean hin wahrnehmbar waren, bei Tageslicht nicht über 800 Meilen hinaus wahrnehmbar

1) Phil. Trans. (A) 208, 182, 1907.

waren[1]). In meiner jüngsten Arbeit wird dies durch die Annahme erklärt, daß bei Nacht die dauernd ionisierte obere Atmosphäre wie eine reflektierende Oberfläche wirkt, etwa in der Art wie eine Flüstergalerie, während sie bei Tage durch die ionisierte Mittelschicht der Atmosphäre außer Wirksamkeit gesetzt wird. Die elektrischen Wellen, die bei diesen ersten Versuchen von Marconi benutzt wurden, hatten eine Frequenz von der Größenordnung 450000 per Sekunde, und wenn auch eine beträchtliche Beugung der Strahlen um die Erdkugel stattgefunden haben muß, damit die Signale 700 Meilen weit reichen konnten, so war diese Beugung doch nicht so groß, wie die seither erreichte. und wie die, welche die Theorie der Brechung durch Ionen bei Verwendung längerer Wellen verspricht. Marconi gibt denn auch im Jahre 1911 an[2]), daß bei Frequenzen von 60000—75000 in der Sekunde Signale über den Atlantischen Ozean zuweilen bei Nacht schlechter sind als bei Tage — gerade das Gegenteil des Versuchsergebnisses vom Jahre 1902 mit hohen Frequenzen. Das würde nach der von mir verteidigten Hypothese darauf hindeuten, daß ein bedeutender Bruchteil der Strahlung mit der Frequenz von etwa 60000 bei Tage längs einer Bahn gebrochen wird, die sich direkt von Kap Breton bis Irland erstreckt.

Eine selten verzeichnete Erscheinung tritt zweifellos dann auf, wenn eine Sendestation infolge irgendwelcher Eigentümlichkeiten ihrer Anlage eine Strahlung von zwei (oder mehr) Frequenzen aussendet. Es zeigt sich, daß innerhalb eines verhältnismäßig kurzen Zeitraumes zuweilen die eine, zuweilen die andere Frequenz der Empfangsstation die lautesten Signale zuführt. Das ist leicht zu verstehen, wenn man annimmt, daß die willkürlichen Änderungen in den Ionisationsverhältnissen der Atmosphäre groß genug sind, um infolge der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Frequenz eine Dispersion zu erzeugen.

Eine andere Erscheinung hat zuerst P. E. Schwartzhaupt in der Elektrotechnischen Zeitschrift vom 3. Februar 1910 zur Kenntnis der Allgemeinheit gebracht, obschon sie den Ingenieuren der drahtlosen Telegraphie schon früher ganz bekannt gewesen war. Schwartzhaupt maß auf einer Reise von Neapel nach Genua und von dort über Gibraltar nach dem Englischen Kanal roh die Intensität bestimmter von der Telefunkenstation zu Norddeich ausgehender Mittag- und Mitternachtssignale. Die Intensität des Mitternachtsignals in Neapel

1) Proc. Roy. Soc., Juni 1902.
2) Roy. Inst., 2. Juni 1911.

(1500 km von Norddeich) wurde als Intensitätseinheit angenommen. Am folgenden Mittag betrug die Intensität 1200 km von Norddeich 0,65; um Mitternacht war sie im Hafen von Genua (970 km) 2,4, und am nächsten Mittag an derselben Stelle 0,09. Das ist ein Zeichen dafür, daß die zwischen Norddeich und dem Ligurischen Meere liegenden Alpen bei Tage ein großes, und bei Nacht ein geringes, oder gar kein Hindernis boten; das Gesetz der umgekehrten Quadrate ergibt nämlich, auf die Entfernungen von Neapel und von Genua angewandt, für die Intensität der Signale in Genua 2,38. Während der Fortsetzung der Reise nahmen die Nacht- und Tagessignale bis zu einem Höchstwert im Golf von Lyon zu. Hier erwies es sich bei Nacht als möglich, mit Scheveningen, das 1200 km entfernt ist, zu verkehren, obwohl die normale Reichweite der Schiffsapparate etwa 200 km betrug. Es scheint, daß diese guten Signale, wenigstens teilweise, daher rührten, daß ihr Weg längs des Rhonetals verlief. Später erfuhr Schwartzhaupt, daß diese Signale in Uchaud, also in einer dem Tale der Garonne entsprechenden Richtung, vernommen worden waren. Während der weiteren Reise ergab sich, daß sowohl die Tag- wie die Nachtsignale während der Umschiffung der pyrenäischen Halbinsel allmählich undeutlich, als die Berge Spaniens zwischen dem Schiffe und Norddeich lagen. Dann wurden die Signale allmählich mit abnehmender Entfernung von der Sendestation stärker, und zwar waren die Nachtsignale immer viel stärker als die Tagsignale. Was aus diesen Beobachtungen sehr klar hervorgeht, ist der tiefgreifende Einfluß von Bergen auf Wellen mit einer Frequenz von der Größenordnung 1000000 per Sekunde bei Tage.

Ähnliche Beobachtungen sind in verschiedenen Teilen der Welt gemacht worden. Die Marconigesellschaft hat mir gestattet, einige Aufzeichnungen von Telegraphisten auf Schiffen, die zwischen Freemantle und Melbourne verkehren, durchzusehen. Beispielsweise findet ein Schiff, dessen Station mit $1^1/_2$ Kilowatt betrieben wird, und Freemantle am Dienstag, 15. Mai 1912, gegen 9 Uhr abends verlassen hat, daß die Signale am Mittwoch um Mitternacht sehr schwach werden, zu einer Zeit, wo die Südwestecke von Australien umschifft worden ist, obschon das Schiff zur selben Zeit über 1265 Meilen Wasserstrecke mit Melbourne verkehren kann. Ein Blick auf die Landkarte zeigt, daß in diesem Falle die 300 Meilen zwischen Freemantle und dem Schiff durch eine lange Bergreihe eingenommen wird. Bei den Beobachtungen von Schwartzhaupt an Signalen die über die Alpen gingen, war keine von beiden Stationen dicht an den Bergen, und es

ergab sich, daß nur die Signale bei Tage beeinflußt wurden; bei den australischen Beobachtungen befanden sich beide Stationen so nahe an den Bergen, daß sogar die Nachtsignale stark geschwächt wurden.

Es ist heute jedem Ingenieur bekannt, daß der nachteilige Einfluß bergiger Gegend auf Signale bei Tage bei Wellen mit einer Frequenz von etwa 100000 sehr viel geringer — zuweilen sogar fast ganz zu vernächlässigen — ist, als auf Wellen mit einer Frequenz von 1000000. Wir fügen diese Tatsache den eben angegebenen hinzu und fragen: Wie sind diese Tatsachen zu erklären? Wir haben nur nötig, anzunehmen, daß bei Nacht die Heavisideschicht Wellen aller Frequenzen gleich gut reflektiert; daß der Himmel in elektrischem Sinne durch die Strahlung seitens der Sendestation aufgehellt wird und Strahlen in die jenseits der Berge liegenden Täler sendet, wobei die Wirksamkeit der Signalgebung größer ist, wenn die Stationen nicht zu dicht unter den Hügeln liegen. Bei Tage verschleiert die ionisierte Mittelschicht der Atmosphäre die reflektierende Schicht und bricht die Wellen in gewissem Grade über die Berge hinweg. Diese Brechung ist, wie wir gesehen haben, bei einer Frequenz von 100000, hundertfach kräftiger als bei einer Frequenz von 1000000, woraus sich die bereits angedeutete, den Ingenieuren bekannte, Erfahrung erklärt. Ich habe nicht vermocht, irgendwelche reine Beweise herbeizuschaffen, um zu zeigen, ob die Zeichengebung über Hügel hinweg bei Nacht durch Herabsetzung der Frequenz der Strahlung verbessert wird, oder nicht. Die Sache wird durch die Änderung der Wirksamkeit der Antenne mit der Frequenz kompliziert.

Der Übergang von den Tagesverhältnissen zu den Nachtverhältnissen bezeichnet eine Periode von größtem Interesse. Die Bedeutung dieser Periode wird durch die Marconischen Kurven für die Intensität der zwischen den Stationen von Cape Breton und von Clifden in Irland gewechselten Signale[1]) nachdrücklich betont. Außerdem habe ich selbst Kurven für die Intensität von Signalen veröffentlicht, die in London von Clifden aus in der Dämmerung aufgenommen worden sind, sowie über die Anzahl und die Intensität der während derselben Perioden empfangenen natürlichen elektrischen Wellenzüge[2]). Die von Marconi mitgeteilten Tatsachen sind, ganz kurz gefaßt, folgende: Wellen von ungefähr 4000 m Länge (Frequenz 75000), die von Westen nach Osten über den Atlantischen Ozean gehen, liefern zu Clifden den

1) Roy. Inst., Juni 1911.
2) Proc. Roy. Soc., Juni 1912.

ganzen Tag über starke und stetige Signale, die nach Sonnenuntergang in Clifden allmählich schwächer werden, bis ungefähr $1^1/_2$ Stunden nach Sonnenuntergang ein Minimum der Stärke erreicht wird. Die Signale in Clifden nehmen dann allmählich an Stärke zu bis nach Sonnenuntergang in Cape Breton; zu dieser Zeit erreichen sie ein Maximum, das gelegentlich sehr hoch ist. Während der Nacht ist ihre Stärke sehr veränderlich; sie schwanken zwischen sehr schwachen und sehr starken. Kurz vor Sonnenaufgang in Clifden werden die Signale stärker und gehen zuweilen schnell auf ein hohes Maximum. Dann gehen sie ungefähr zwei Stunden später auf ein ausgesprochenes Minimum herab und kehren dann auf die normale Tagesstärke zurück. Die Tatsachen, die sich aus Messungen über die in meinem Londoner Laboratorium erhaltenen Signale aus Clifden ergaben, sind folgende: Während des Tages sind die Signale schwach und nicht sehr stetig; während der Dämmerung sinken sie auf ein Intensitätsminimum, etwa 20 Minuten nach Sonnenuntergang in London, d. h. zu einer Zeit, wo die Sonne an einem Orte zwischen London und Clifden gerade untergeht. Nach weiteren unregelmäßigen Schwankungen in der Stärke nehmen sie dauernd an Intensität zu bis lange nach Sonnenuntergang in Clifden. Zuweilen tritt etwa 10 Minuten nach Sonnenuntergang daselbst ein kurzes Intervall auf, das von heftigen Schwankungen der Signalstärke erfüllt ist, wobei die Töne im Telephon mit großer Schnelligkeit zwischen schwachen und lauten wechseln, gerade als ob das die Signale übertragende Medium von einer gewaltigen Bewegung erregt würde; danach stellen sich dann die Signale rasch auf ihre normale Nachtstärke ein, die, wie bemerkt werden muß, stets größer ist als ihre normale Tagesstärke. Ähnliche, weniger ausgeprägte, Erscheinungen lassen sich bei Sonnenaufgang beobachten.

Es wird zweckmäßig sein, eine Erklärung für diese Erscheinungen zu geben, ehe ich meine Beobachtungen über natürliche elektrische Wellen hinzufüge. Zunächst ist es klar, daß, wenn bei Sonnenuntergang die Erddrehung ein Gebiet der mittleren Atmosphäre dem Sonnenlicht entzieht, eine Wiedervereinigung von Ionen in großem Maßstabe stattfinden muß. In ähnlicher Weise wird bei Sonnenaufgang eine Ionenbildung stattfinden. Die Gebiete, in denen diese Änderungen vor sich gehen, bilden einen großen kreisförmigen Gürtel um die Erdkugel, der gegen den Meridian um einen von der Jahreszeit abhängigen Winkel geneigt ist. Dieser Gürtel elektrischer Störung dreht sich natürlich fortwährend um den Erdball. Wir dürfen erwarten, daß sowohl die in der Sonnenaufgangshälfte des Gürtels auftretende Ionisierung als

auch die in der Sonnenuntergangshälfte stattfindende Wiedervereinigung selbst in einer ruhigen Atmosphäre mit einem gewissen Grade von Unregelmäßigkeit vor sich geht; infolgedessen werden Flecken oder Bänke ionisierter Luft, analog den Nebelbänken, denen man auf See begegnet, vorübergehend über den in der Dämmerung liegenden Teilen der Erdoberfläche hängen. Es ist wahrscheinlich, daß diese Unregelmäßigkeiten in der Sonnenuntergangshälfte des Gürtels größer sind als in der anderen, denn es ist nicht unwahrscheinlich, daß im Laufe des Tages unter dem Einflusse örtlicher elektromotorischer Kräfte eine beträchtliche Trennung von Ionen entgegengesetzten Vorzeichens stattfinden wird. Auf jeden Fall ist die Wirkung solcher Haufen verschieden ionisierter Luft auf Wellen, die sich durch dieses Gebiet fortpflanzen, angesichts des Zusammenhangs zwischen der Geschwindigkeit der Wellen und der Konzentration der Ionen die, eine Zerstreuung durch wiederholte Brechung zu erzeugen. Daher ist zu erwarten, daß die Regelmäßigkeit der Übermittelung durch die stetig ionisierten horizontalen Schichten der beleuchteten Luft durch den Eintritt der vorübergehenden Dämmerungsflecken stark gestört werden wird, und die letzte Folge hiervon wird sein, daß die in den Empfangstelephonen gehörten Signaltöne geschwächt werden. Meine eigenen Beobachtungen über den Einfluß gewöhnlicher Wolken auf Signale beweisen, daß der Gürtel turbulenter Ionen oberhalb des gewöhnlichen Wolkenniveaus liegt und somit als eine Art Vorhang angesehen werden kann, der die Erde einhüllt und die mittlere Atmosphäre einnimmt, ohne die tieferen Schichten zu erreichen. Er beeinflußt daher die Bahnen der aus großen Entfernungen aufgenommenen Wellen und nicht die der aus geringen Entfernungen kommenden.

In der Sprache dieser Hypothese drücken wir diese Tatsachen der transatlantischen Telegraphie in der Weise aus, daß wir sagen: Erstens biegt während des Tages die Brechung in der ionisierten Mittelschicht der Atmosphäre einige der von Cape Breton kommenden Strahlen direkt nach Clifden, vielleicht unter Absorption; zweitens wird nach Sonnenuntergang in Clifden, aber vor Sonnenuntergang in Cape Breton, die von letzterem Punkte ausgehende Strahlung längs einer gekrümmten Bahn in dem Teile der mittleren Atmosphäre gebrochen, der noch beleuchtet ist, sie durchdringt dann den Dämmerungsgürtel und wird weiterhin auf ihrem Wege um die Erdkrümmung im Dunkeln durch die Heavisideschicht unterstützt; drittens bezeichnet die Dämmerung, während sie nach Westen fortschreitet, die Vernichtung einer brechenden Struktur, in welcher die Fortpflanzung eine gute ist.

und die Herstellung einer reflektierenden Struktur, in welcher die Fortpflanzung gleichfalls besser ist als in dem Gürtel selbst. Es wird daher eine Lage des Gürtels geben, die ein Minimum der Signalstärke bewirken wird, und diese wird tatsächlich erreicht, wenn der Gürtel nicht sehr weit unterhalb des Horizonts der Empfangsstation liegt. Viertens und letztens scheint es, daß der Dämmerungsgürtel, wenn er über oder hinter der Sendestation hindurchgegangen ist, die Signale in willkürlicher, unregelmäßiger Weise durch einen Reflexionsvorgang, oder, weniger wahrscheinlich, durch irgendeine linsenartige Wirkung, verstärken kann. Es mag hinzugefügt werden, daß, wenn das Prinzip der optischen Reversibilität hier anwendbar ist, die nach beiden Richtungen gehenden Signale gleichzeitig einen Anstieg oder eine Abnahme der Intensität zeigen müßten, aber hierüber stehen uns keinerlei Angaben zu Gebote. Es ist möglich, die Überlegung noch weiter ins einzelne zu verfolgen, ohne auf unglaubliche Voraussetzungen zu stoßen; aber es ist hier nicht der Ort, Kleinigkeiten zu verfolgen. Wenn wir jetzt meine eigenen Beobachtungen über die Fortpflanzung von Clifden nach London, auf ungefähr 400 Meilen, vornehmen, so finden wir, daß die Fortpflanzung bei Tageslicht stets schlechter ist als im Dunkeln, ganz im Gegensatz zu den Erfahrungen bei der Signalgebung über den Atlantischen Ozean. Wir können dies als ein Zeichen dafür auffassen, daß die Strahlung von Clifden im Tageslicht hoch über Orte in Entfernungen wie 400 Meilen hinweggeht, um in Entfernungen von 1000 oder 2000 Meilen wieder herabzukommen. Wir sehen weiter, daß, wenn der Dämmerungsgürtel hinter Clifden vorübergeht, starke Intensitätsschwankungen auftreten, die möglicherweise von Reflexionen herrühren, genau wie bei der Signalgebung über den Atlantischen Ozean. Alle diese Bemerkungen über die Sonnenuntergangserscheinungen ließen sich jetzt auf entsprechende Sätze über den Sonnenaufgang übertragen; aber das bleibe dem Leser überlassen.

Ich muß hier auf eine andere bemerkenswerte Beobachtung hinweisen, die ich dank der Liebenswürdigkeit der Marconigesellschaft mitzuteilen in der Lage bin. Der Telegraphist eines der Schiffe, die über den Indischen Ozean nach Australien fahren, hat mehr als einmal bemerkt, daß, wenn sein Schiff einen bestimmten Teil der Bai außerhalb Melbournes erreicht, er imstande ist, kurze Zeitlang mit der Station auf den Kokosinseln zu verkehren. Die Inselstation und die Schiffsstation werden beide mit $1^1/_2$ Kilowatt betrieben, ihre Wellenlängen betragen nur 600 m, und die überbrückte Reichweite beträgt ungefähr 830 Meilen über Land und 2570 Meilen über den Ozean in

westnordwestlicher Richtung. Dies stellt vermutlich einen Rekord der gelegentlichen Verständigung („*freak*“ *intercommunication*) dar. Auf den ersten Blick scheint es, als ob hierfür irgendeine besondere Konfiguration des Landes verantwortlich wäre, als ob das Schiff eine Art konjugierten Brennpunktes zu den Kokosinseln passierte. Bei näherer Betrachtung aber scheint sich dieser Zufall sehr leicht aus dem Umstande zu erklären, daß das Schiff diesen bestimmten Punkt der Bai stets ungefähr um 9 Uhr abends, Ortszeit, passiert. In diesem Augenblick wird die Sonne gerade hinter den Kokosinseln untergehen, und der Dämmerungsgürtel ist genau in der richtigen Lage, um die eben beschriebene zeitweise Verstärkung der Signale zu bewirken.

Die natürlichen elektrischen Wellen, die divergent von Blitzschlägen oder anderen atmosphärischen Entladungen ausgehen, legen oft lange Strecken über dem Erdball zurück und zeigen daher die Wirkung des Dämmerungsgürtels. Diese natürlichen elektrischen Wellenzüge geben sich in den Apparaten für drahtlose Telegraphie durch knackende oder rasselnde Geräusche im Telephon des bedienenden Beamten zu erkennen. Diese „Störungen“, wie sie kurz genannt werden, sind in unseren Breiten für gewöhnlich bei Nacht häufiger als bei Tage, und zwar sowohl in den Landstationen als auch in den Schiffsstationen, und um Sonnenaufgang und Sonnenuntergang gehen natürlich die Tagverhältnisse in die Nachtverhältnisse über. Den Übergang bei Sonnenuntergang habe ich bei Überfahrten über den Atlantischen Ozean im Sommer 1909 sorgfältig beobachtet. Es zeigte sich, daß der Übergang gewöhnlich plötzlich stattfand, und zwar ungefähr 10 Minuten nach Sonnenuntergang. Im November 1909 begann ich, die Störungen aufzuzeichnen, die ich um Sonnenuntergang in meinem Laboratorium in London empfing, und dabei stieß ich sogleich auf eine merkwürdige Erscheinung, die, wie sich herausstellte, auch bei Tagesanbruch auftrat. Die Erscheinung ist folgende: Wenn man etwa eine Viertelstunde vor Sonnenuntergang an einem günstigen Nachmittage im Spätherbst oder Winter zu horchen beginnt, so sind die im Telephon gehörten Störungen wenig zahlreich und schwach, wie sie es den ganzen Tag über gewesen sind; fünf Minuten nach Sonnenuntergang tritt dann eine Veränderung ein, die Störungen werden erheblich seltener und schwächer, bis 10 Minuten nach Sonnenuntergang eine plötzliche deutliche Beruhigung einsetzt und etwa eine Minute anhält. In dieser Periode herrscht häufig vollständige eindrucksvolle Stille. Dann fangen die Störungen an, wiederzukommen, sie nehmen rasch an Zahl und Stärke zu und gehen im Verlaufe weniger Minuten

in den stetigen Strom starker Störungen über, wie er der Nacht eigentümlich ist. Die Beruhigung ist zuweilen sehr ausgeprägt, und zuweilen tritt überhaupt keine Beruhigung ein, sondern nur der Übergang von einem Zustand zum anderen. Letzteres scheint beim Morgengrauen das Gewöhnlichere zu sein. Die Verhältnisse sind in voller Ausführlichkeit in der bereits erwähnten Arbeit mitgeteilt, und dort habe ich auch eine Erklärung ausgearbeitet. Diese stützt sich auf die Annahme, daß die meisten Störungen in mittleren Breiten während der kalten Jahreszeit aus den Tropen entstehen, und daß infolgedessen die Mehrzahl derer, die in meinem Laboratorium ankommen, aus südlicher Richtung kommen. In diesem Falle müssen sie den Dämmerungsgürtel elektrisch gestörter Luft sehr schräg durchlaufen mit dem Ergebnis, daß ich ein sehr kurz anhaltendes, aber sehr vollkommenes Aufhören der Störungen beobachte, während der Gürtel annähernd über London hinweggeht. In derselben Arbeit führe ich die verhältnismäßig geringe Stärke der Störungen bei Tage auf Dispersion zurück, die in der ionisierten Mittelschicht der Atmosphäre auftritt, möglicherweise im Verein mit Absorption. Ich muß hier erwähnen, daß dieses Minimum der Störungen unabhängig von mir von Herrn Marconi und seinen Mitarbeitern entdeckt und untersucht worden ist.

Während des Verlaufs der Sonnenfinsternis vom 17. April dieses Jahres wurden in meinem Laboratorium in London die aufgefangenen Störungen verzeichnet. Der Apparat war so eingestellt, daß er Signale von der Wellenlänge 5500 m, das ist annähernd die Wellenlänge der von Clifden ausgehenden Strahlung, aufnahm. Die Störungen waren recht zahlreich, und die Ergebnisse der Beobachtungen wurden graphisch dargestellt und veröffentlicht[1]). Die Kurve lehrt, daß das zeitliche Integral der Anzahl und Intensität der Störungen per Minute um $11^h\ 46^m$ a. m. 10 Einheiten betrug, rasch zu einem ersten Maximum von 22 Einheiten um $11^h\ 55^m$ anstieg, auf ein Minimum von 8 Einheiten um $12^h\ 4^m$ fiel, wieder zu einem Maximum von 28 Einheiten um $12^h\ 13^m$ stieg und ziemlich langsam auf 10 Einheiten, das normale Tagesniveau, um $12^h\ 40^m$ sank. Die Nachrichten bringenden Wellen von Clifden waren kurz und unregelmäßig, so daß keine Messung ihrer Intensität vorgenommen werden konnte; es war aber sehr deutlich zu merken, daß sie laut waren, wenn die Störungen laut waren, und umgekehrt, und zwar in roher Annäherung proportional

1) Nature, 25. April 1912; Electrician, 26. April 1912.

den Störungen. Herr Lempfert vom Meteorologischen Institut teilte mir freundlichst mit, daß in den täglichen Wetterberichten vom 17. und 18. April keine Spur eines Gewitters während der Sonnenfinsternis zu finden war. Die Druckverteilung war über dem europäischen Kontinent für Gewitter nicht günstig, obwohl in dem System niedrigen Druckes über der pyrenäischen Halbinsel und dem nördlichen Norwegen elektrische Störungen vorgekommen sein können. Diese meine Ergebnisse wurden, soweit die Signale in Frage kommen, von Herrn Schledermann von der dänischen Marine bestätigt[1]. Die Stärke der vom Blaavands Huk-Leuchtturm in der Nordsee ausgesandten Signale wurde auf der Werft von Kopenhagen, in 300 km Entfernung gemessen, und es wurde eine „sehr ausgeprägte Verstärkung der Signale“ beobachtet. Die stärksten Signale wurden wenige Minuten nach dem Maximum der Finsternis empfangen. Das Vorhandensein irgendeines Minimums erwähnt Herr Schledermann nicht. Ich kehre nun zu meinen eigenen Ergebnissen zurück: Das Minimum, das so tief in die große allgemeine Verbesserung der Fortpflanzung einschneidet, tritt dann auf, wenn die Achse des Schattenkegels gerade von der Bai von Biscaya nach Frankreich übergeht. Wenn es gestattet ist, anzunehmen, daß die Hauptquelle der Störungen eine einzelne und ziemlich konzentrierte war, so deute ich die gesamte Erscheinung folgendermaßen: Die Verdunkelung der Atmosphäre, die durch das Herannahen des Halbschattens verursacht wird, geht so sehr allmählich vor sich, daß die Wiedervereinigung der Ionen sanft und gleichmäßig erfolgt, und die darauf folgende Entfernung der ionisierten Schichten aus dem weiten beeinflußten Gebiete bringt die Sachlage halbwegs auf den Nachtzustand. Aber der Schattenkegel ruft eine verhältnismäßig plötzliche Erfüllung der übrigen Stufen der Entionisierung hervor und kann daher hinsichtlich der Ionisation als heterogen angesehen werden. Meine Beobachtungen zeigen daher: erstens, daß die Fortpflanzung rasch besser wurde, als der Halbschatten über Westeuropa und Westafrika hinwegglitt; zweitens, daß der Schatten selbst, als er die Bai von Biscaya in der Richtung nach Frankreich hin kreuzte, die Fortpflanzung zu behindern begann, wobei seine Störung am größten war, nachdem er in der Nähe von Les Sables in Frankreich eingedrungen war, das heißt, daß er in diesem Augenblick unmittelbar zwischen London und der Quelle der Störungen lag; drittens, daß das Ionengemisch das der Schatten verursacht hatte, schnell verschwand, als der Schatten weiter

1) Electrician, 31. Mai 1912.

rückte, und daß der weit ausgebreitete Halbschatten bald wieder seine Fähigkeit zeigen konnte, die Fortpflanzung zu fördern, die sich inzwischen gebessert hatte; viertens, daß die Verbesserung der Fortpflanzung zunahm, bis der Schatten Belgien erreichte, und dann langsam mit dem Schwinden des Halbschattens abnahm. Zu der Zeit, da die Achse des Schattenkegels Dänemark erreicht hatte, hatte der Scheitel die aktiven Grenzen unserer Atmosphäre verlassen, und daher war in Kopenhagen kein so deutliches Minimum der Signalstärke zu erwarten, wie in London gehört wurde. Es ist interessant, zu bemerken, daß der große durch London und Les Sables gelegte Kreis in der Nähe von Madrid, durch die westliche Sahara und durch Sierra Leone hindurchgeht. Irgendwo auf dieser Linie, die von der reinen Südrichtung ein wenig nach Westen abweicht, liegt vermutlich die Quelle der Störungen. Das stimmt mit der Folgerung überein, die ich bereits aus dem Minimum der Störungen bei Sonnenuntergang gezogen habe, und wenn wir es als feststehende Tatsache annehmen, so können wir aus den Beobachtungen während der Sonnenfinsternis schließen, daß die Wiedervereinigung der atmosphärischen Ionen im großen Maßstabe viel langsamer vor sich geht als die Bildung von Ionen. Das wirft wiederum Licht auf die Tatsache, daß das Minimum der Störungen bei Sonnenuntergang stärker ausgeprägt ist als das beim Morgengrauen auftretende. Vielleicht muß ich, ehe ich diesen Abschnitt abschließe, zeigen, daß die Erscheinungen bei der Sonnenfinsternis ganz anders verlaufen wären, wenn an Stelle der atmosphärischen Entladungen eine an der Quelle der Störungen aufgestellte Station für drahtlose Telegraphie mit langen Wellen für die Messungen benutzt worden wäre. Es würde ein Minimum vorhanden gewesen sein, aber wahrscheinlich keine guten Maxima, denn die Brechung in der von der Sonne bestrahlten Luft zerstreut zwar die von einer Blitzentladung herrührende heterogene Strahlung, dürfte aber eine reine Welle auf ihrem Wege zu ihrem Bestimmungsorte fördern und tut dies auch oft. Das hängt aber von der Absorption ab.

Der nächste Punkt, mit dem wir es auf dieser Stufe zu tun haben, ist der bemerkenswerte Umstand, der die gelegentlichen Signalreichweiten betrifft, auf die Marconi in seiner jüngsten Rede in der Royal Institution aufmerksam gemacht hat. Es scheint, daß die Erreichung außergewöhnlicher Entfernungen in der Nord-Süd-Richtung häufiger ist als in der Ost-West-Richtung. Ich glaube, der Grund hierfür liegt in den wahrscheinlichen Unregelmäßigkeiten der Ionisationsverhältnisse, die in der Umgebung des Dämmerungsgürtels bei seinem

Wege um die Erdkugel zurückbleiben können. Wenn die positiven und negativen Ionen bei Tage in irgendwelcher Ausdehnung getrennt werden, so wird ihre vollständige unmittelbare Wiedervereinigung in der Dämmerung unmöglich gemacht, und daher bleiben Flecken ionisierter Luft zurück. Es ist klar, daß diese Flecken sehr wohl eine allgemeine Anordnung parallel zu jener des Dämmerungsgürtels haben können, von dem sie Bruchstücke sind. Das heißt, die Flecken ionisierter Luft, die vom Tage her übrig geblieben sind, werden die Gestalt unregelmäßiger Bänder haben, die den Meridianen, je nach der Jahreszeit mehr oder minder eng, folgen. Ihre Gegenwart wird die Fortpflanzung in ost-westlicher Richtung schwieriger gestalten als die in nord-südlicher Richtung. Ich zitiere aus dem Vortrage Marconis: Schiffe, die fern von der spanischen Küste oder um die italienische Küste herum mehr als 100 Meilen entfernt sind, können während der Stunden der Dunkelheit fast immer mit den an der englischen und irischen Küste gelegenen Poststationen verkehren, während dieselben Schiffe, wenn sie sich in ähnlicher Entfernung auf dem Atlantischen Ozean westlich von diesen Inseln und auf dem üblichen Wege zwischen England und Amerika befinden, kaum jemals mit diesen Küstenstationen anders als mit Hilfe besonders leistungsfähiger Instrumente verkehren können. Diese von mir geforderten schwimmenden Bänder oder Streifen ionisierter Luft liefern, wenn sie wirklich vorhanden sind, eine leichte Erklärung für die fortwährenden Veränderungen in der Stärke der Signale auf große Entfernungen bei Nacht. Wenn man nämlich in einer schlechten Nacht auf das Steigen und Fallen der Intensität horcht, so kann man unmöglich dem Gedanken widerstehen, daß gewaltige halbdurchlässige Schirme zwischen der Sendestation und dem Hörer hin und her bewegt werden. Wir würden erwarten, daß im Einklang mit dem Gesetz der Ionenbrechung der Effekt bei langen Wellen stärker wäre als bei kurzen, aber die Erfahrung lehrt, daß es anders ist. Es verdient bemerkt zu werden, daß die Leiter von Großstationen, die tagtäglich neue Botschaften an die Schiffe auf See senden, es stets ratsam gefunden haben, möglichst spät nach Sonnenuntergang an der westlichsten Station zu arbeiten, weil, wenn die Nachrichten zu nahe an Sonnenuntergang ausgesandt werden, manche Schiffe nicht in der Lage sind, sie zu empfangen, während es anderen, die sich möglicherweise in größerer Entfernung befinden, leicht gelingt.

Der Verfasser hat im Verlaufe von Versuchen an Bord eines von der nordamerikanischen Küste fortfahrenden Schiffes im August 1909 folgende selten beobachtete Erscheinung festgestellt. Die Versuche

wurden damals mit einem Apparate angestellt, der angefertigt worden war, um die Richtung zu bestimmen, aus welcher die Signale kamen. Bei verschiedenen Gelegenheiten nun wichen an einem bestimmten Tage (aber nicht an anderen Tagen) die Bestimmungen des Azimuts einer 40 Meilen entfernten Sendestation in ihren äußersten Werten um nahezu einen Kompaßpunkt voneinander ab. Es scheint nun nicht unwahrscheinlich, daß diese Abweichungen durch das Vorhandensein brechender Bänke ionisierter Luft verursacht worden sein könnten, die auf der Meeresoberfläche ruhten. Daß man auf See große Schwankungen der Ionisation antrifft, wissen wir aus Messungen wie denen von Burbank[1]), um hier nur einen Beobachter zu nennen. Burbank fand, daß das spezifische Leitvermögen auf dem Atlantischen Ozean zwischen 0,05 und 1,09 — also im Verhältnis 1 : 20 — innerhalb einer kurzen Strecke schwankte; eine solche Schwankung ist völlig ausreichend, um starke brechende Wirkungen hervorzubringen. Es ist vielleicht angebracht, in diesem Abschnitt eine andere und häufiger auftretende Tatsache zu erwähnen, nämlich die, daß es schwieriger ist, Signale längs einer Küstenlinie zu senden, besonders wenn diese unregelmäßig ist, als über Land, und erst recht über See. Dies wäre ohne weiteres zu verstehen, wenn wir wüßten, daß die Konzentration der Ionen in der Luft über dem Meere sich normalerweise von jener über dem Land unterschiede; die unmittelbaren Versuchsergebnisse scheinen indessen gegen diese Annahme zu sprechen. Andererseits ist häufig festgestellt worden, daß es schwieriger ist, über dicht bewaldetes Land zu signalisieren als über freie Strecken. Wenn dies richtig ist, so kann man es auf die Absorption der Wellen zurückzuführen; es erinnert aber auch an die Bemerkung, daß die durch Pflanzenwuchs erzeugte Ionisation in den niederen Schichten der Atmosphäre einen negativen Ionisationsgradienten erzeugen wird, durch den die Wellen aufwärts gebrochen werden. Dieselbe Bemerkung darf man hinsichtlich der Telegraphie über große Landstrecken machen, auf denen radioaktive Materie im Boden verstreut vorkommt, und sogar hinsichtlich der Telegraphie über Land, das bei Sonnenschein photoelektrische Eigenschaften aufweist. In allen diesen Fällen würden Wellen von hoher Frequenz bessere Dienste leisten als solche von geringer, vorausgesetzt, daß das Gelände nicht gebirgig ist. Die Erfahrung der Ingenieure spricht jedoch, soweit die Zeichengebung über Wälder in Frage kommt in diesem Punkte gegen mich.

---

1) Terrestrial Magnetism, September 1905.

Es besteht anscheinend kein Zweifel darüber, daß Signale schlecht durch ein Gebiet gehen, in dem ein heftiger Sturm wütet. Es liegt auf der Hand, daß heftige Winde die Gleichförmigkeit der elektrischen Schichtung in der mittleren Atmosphäre bei Tage vernichten und die Lage und den Zustand der oberen reflektierenden Schicht in ähnlicher Weise beeinflussen können.

Die letzte Erscheinung, auf die ich an dieser Stelle hinweisen muß, ist die Wirkung des Nordlichtes auf die Wellenfortpflanzung. Herr C. H. Taylor hat vor einigen Jahren drei Wintermonate lang mit einigen Stationen der Amerikanischen Marconi-Gesellschaft in der Nähe des nördlichen Polarkreises gearbeitet. Er fand, daß das Nordlicht einen äußerst tiefgreifenden Einfluß auf die Signale ausübte, und zwar stets einen günstigen. Zuweilen brachte, wenn die Signale für die Verständigung zu schlecht waren, ein Nordlicht augenblicklich eine gute Verständigung zuwege. Tatsächlich pflegte der Telegraphist, wenn während der Aufnahme die Signale schwach wurden, zur Tür des Amtszimmers zu gehen, in die Nacht hinauszublicken und zu finden, daß, wie er erwartet hatte, das Nordlicht verschwunden war. Die Wirkungen waren am stärksten, wenn das Nordlicht sich rings um den Zenit erstreckte. Seither ist die Beobachtung gemacht worden, daß gelegentliche große Reichweiten in Nächten, in denen sich ein glänzendes Nordlicht entfaltet, südlich sogar bis nach Montreal hinunter, äußerst häufig sind. Wenn es zulässig ist, die obere leitende Schicht Heavisides mit den Schichten zu identifizieren, in denen sich das Nordlicht bildet, so ist dieser Zusammenhang von Nordlichtern und Signalen ein positiver Beweis dafür, daß die oberen Schichten selbst auf die Entfernung von ungefähr 100 Meilen, in der Herr Taylor arbeitete, tatsächlich eine große Rolle spielen. Die Schärfe, mit der gute und schlechte Signalgebung einerseits mit dem Auftreten und Fehlen von Nordlichtern andererseits zusammenfallen, schließt die Möglichkeit aus, daß das Nordlicht irgendwie die Durchsichtigkeit der unteren Schichten und damit mittelbar die Signalgebung beeinflussen könnte. Diese letztere Folgerung wird denn auch vollkommen durch die Ergebnisse bestätigt, wie sie Simpson[1]) erhalten hat. Diese Ergebnisse beweisen nämlich, daß sich bisher keinerlei irgendwie gearteter Zusammenhang zwischen Nordlichtern und elektrischem Zustande der unteren Atmosphäre ermitteln läßt. Im Hinblick auf diesen Punkt ist die Frage nach der Höhe des Nordlichts von Interesse. Einige

1) Trans. Roy. Soc., Juli 1905.

Beobachter haben hierfür die Zahl 10 km oder noch weniger angegeben; das neueste und zuverlässigste Ergebnis ist indessen das von Störmer, der die Höhe auf photographischem Wege als zwischen 40 km und 370 km schwankend bestimmt hat[1]). Nehmen wir diesen Wert an, so scheint erwiesen zu sein, daß elektrische Wellen, die bei Nacht 100 Meilen weit wandern, durch die Verhältnisse in Gebieten der Atmosphäre beeinflußt werden können, die mehr als 25 Meilen hoch sind. Da andererseits auf der ganzen Welt ein Zusammenhang zwischen Nordlichtern und erdmagnetischen Störungen besteht, so dürfen wir erwarten, daß ein unter irgendeiner Breite auftretendes magnetisches Gewitter auf die Leichtigkeit oder Schwierigkeit der Fortpflanzung elektrischer Wellen auf große Entfernungen von Einfluß sein wird. Die einzige Beobachtung im Zusammenhang mit dieser Frage, von der ich weiß, ist eine negative, die ich während des großen magnetischen Gewitters am 25. September 1909 gemacht habe[2]). Diese Beobachtung schien zu zeigen, daß die während des Gewitters aufgefangenen Störungen einen ganz gewöhnlichen Charakter hatten und weder häufig noch stark waren, und daß die Signale von den gewöhnlichen nicht merklich verschieden waren. Die erwähnten Signale kamen indessen alle aus geringen Entfernungen, und die Wirkung magnetischer Gewitter auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen über große Strecken bleibt somit eine offene Frage.

Einer der interessantesten Punkte, zu denen diese Mitteilung führt, ist die genaue Quelle der in London empfangenen Störungen. Für gewöhnlich führt man alle Störungen auf Blitzschläge zwischen Massen geladener Luft oder zwischen geladener Luft und der Erde zurück, und zwar hauptsächlich aus dem Grunde, weil jeder Blitzschlag ein Störungszeichen hervorbringt — eine der frühesten Beobachtungen in der Geschichte der drahtlosen Telegraphie —, und weil jedes innerhalb eines Umkreises von hundert Meilen von einer Station für drahtlose Telegraphie auftretende Gewitter Störungen hervorbringt, deren Stärke in roher Annäherung der Entfernung von der Station entspricht. In gemäßigtem oder kaltem Klima sind aber oft Störungen häufig, wenn keine örtlichen Gewitter vorliegen. Im Jahre 1910 haben Herr Morris Airey in Newcastle und ich in London[3]) gleichzeitig Aufzeichnungen von Störungen während vieler Nächte und

1) C. R., Mai 1911.
2) Electrician **63**, 1001, 1909.
3) Proc. Roy. Soc., März 1911.

Tage vorgenommen. Als wir unsere Aufzeichnungen verglichen, erwies es sich als möglich, die einzelnen Störungen mit Sicherheit zu identifizieren. Das allgemeine Ergebnis einer langen Beobachtungsreihe war, daß ungefähr 70 v. H. der Störungen, die in Newcastle gehört wurden, denselben Ursprung und ungefähr dieselbe Intensität hatten wie die entsprechenden in London gehörten. Hieraus folgt, daß die Quelle in großer Entfernung im Vergleich zu der Entfernung zwischen den Stationen liegt. Dieser Schluß wird vielleicht in gewissem Grade durch einige Beobachtungen unserer Postbeamten bestätigt, die dahin gehen, daß die Störungen in weit verteilten Stationen der Britischen Inseln gleichzeitig selten oder häufig sind[1]). Soweit diese Ergebnisse reichen, können die Entladungen außerirdisch sein oder nicht. Die erstere Möglichkeit erscheint unwahrscheinlich für einen Anhänger der elektrischen Leitfähigkeit der oberen Schichten der Atmosphäre; auch die Erscheinungen der Dämmerung und der Sonnenfinsternis weisen auf eine Quelle im Süden hin, eine Frage, die durch die Verwendung richtender Antennen erledigt werden müßte. Ich habe mich bemüht, zu entscheiden, ob sie aus einem besonderen Zentrum kommen, und zwar auf folgende Weise: Der Empfangsapparat wurde nacheinander auf verschiedene bestimmte Empfindlichkeiten eingestellt, und dann wurde die Anzahl der bei jeder Empfindlichkeit in einer Minute aufgefangenen Störungen gezählt. Unter der Annahme des Gesetzes der umgekehrten Quadrate oder irgendeines anderen Gesetzes für die Fortpflanzung läßt sich die Anzahl in der Minute durch die Ordinaten einer Kurve mit den Reichweiten des Apparates als Abszissen darstellen. Wenn eine solche Kurve ein oder mehrere Gebiete hat, in denen der Gradient nahezu Null ist, so bezeichnet jede solche Stelle offenbar das Vorhandensein einer konzentrierten Quelle der Störungen. Dies Verfahren ist statistischer Natur und erfordert daher die Vornahme zahlreicher Aufzeichnungen. Der Schluß, zu dem ich im Winter 1910 gelangte, war der, daß unsere Störungen für gewöhnlich eine bestimmte Quelle haben, aber ich habe noch keine Gelegenheit gehabt, die Messungen zu wiederholen. Als einen Versuch zur Lokalisierung der Quelle habe ich einen Freund in Transvaal gebeten, die genauen Zeiten der Blitzschläge in den heftigen Abendgewittern jenes hohen Tafellandes aufzuzeichnen. Soweit diese Aufzeichnungen reichen, zeigen sie, daß zwar einige unserer Störungen dort herkommen, daß aber Transvaal nicht die Quelle ist, die sich aus dem vorstehenden Verfahren ergibt. (E.)

1) J. E. Taylor, Inst. El. Eng., 1911.

(Eingesandt **10. Dezember 1912.**)

D. Roschansky, Über die Löschwirkung des Funkens auf gekoppelte Schwingungen. Phys. Ztschr. **13**, 931, 1912. Verfasser gelangt zu folgenden Resultaten:

1. Die Löschwirkung des Funkens bei gekoppelten Schwingungen läßt sich ungezwungen durch das Vorhandensein der hohen und sehr scharfen Maxima e_0 der Funkenspannung erklären.

2. Am schärfsten tritt diese Erscheinung bei denjenigen Metallen hervor, die ein höheres Maximum e_0 aufweisen, wie Ag, Cu, Fe und Messing. Weniger wirksam sind Cd, Zn, Bi, Pb. Keine Wirkung übt der Magnesium- und fast keine der Aluminiumfunken aus.

3. Die entwickelte Theorie ermöglicht zu jeder Größe des Koppelungsfaktors k den zugehörigen maximalen Wert der Entladungsspannung V_0, bei dem noch die Löschwirkung des Funkens zustande kommen kann, aus der Gleichung $kV_0 = e_0$ zu berechnen.

4. Die Versuche, die an Schwingungen von der Wellenlänge $\lambda = 140$ m angestellt wurden, bestätigen im allgemeinen diese Theorie.

5. Bei diesen Versuchen konnte auch die Beobachtung von M. Wien über den Einfluß des Funkens auf die Frequenz der Schwingungen, auf einem von dem seinen etwas abweichenden Wege bestätigt werden. E.

(Eingesandt 7. Oktober 1912.)

Über den Einfluß der Atmosphäre auf funkentelegraphische Sender und Empfänger von A. Esau (Phys. Ztschr. 1912, S. 721).

Die Schwankungen in der Energieübertragung funkentelegraphischer Stationen lassen eine zweifache Erklärungsmöglichkeit zu.

Einmal könnten sie hervorgerufen werden durch Energieschwankungen im Sender als Folgeerscheinung veränderlicher Senderdämpfung. Indessen müßten sie sehr beträchtlich sein, um die großen Reichweitenunterschiede zu erklären, und dann wären sie in der Praxis sicherlich schon längst bemerkt worden.

Als zweite Ursache muß man annehmen, daß durch die verschieden starke Ionisation der Luft die elektrischen Wellen in höherem oder geringerem Maße absorbiert werden.

Messungen von Herrn Mosler an Sendern hatten ergeben, daß ihre Dämpfungen bei Tage und Nacht konstant waren und damit gewann die zweite Erklärung sehr an Boden.

Gelegentliche Beobachtungen an verschiedenen Stationen sprachen

indessen doch dafür, daß Dämpfungsänderungen der Antenne häufig sehr plötzlich und von beträchtlicher Größe eintreten.

Der Verfasser hat deshalb die Frage nach der Konstanz der Senderdämpfung mit empfindlicheren Meßanordnungen über einen langen Zeitraum nochmals untersucht.

Von vornherein war zu erwarten, daß nur ein umfangreiches Beobachtungsmaterial Aufschluß geben konnte über die Größe des Einflusses und seine Abhängigkeit von dem Zustand der Atmosphäre.

Die Beobachtungen wurden derart angestellt, daß über den Zeitraum eines Jahres hinaus stündlich die Dämpfung des Luftleiters in der üblichen Weise gemessen wurde, was mit einem Fehler von 2—3 % geschehen konnte. Auf diese Weise bot sich die Gelegenheit, die mannigfaltigsten Zustände der Atmosphäre in ihrem Einfluß auf die Dämpfung zu untersuchen, wie Sommer, Winter, Reif, Regen, Schnee usw.

Ihre größten Werte erreichte die Dämpfung der Antenne bei beeistem oder bereiftem Luftleiter. Die beobachteten Dämpfungswerte lagen bis zu 200 % über dem normalen Wert.

Etwas schwächer war die Wirkung von Regen oder Schnee. Ganz vereinzelte Regentropfen genügten schon, um eine meßbare Dämpfungszunahme hervorzurufen.

Die prozentuale Zunahme war abhängig von der Stärke des Niederschlages.

Das gleiche gilt auch bei Schneefall. Die Dämpfung ist größer bei feuchtem Schnee als bei feinkörnigem, trockenen, immer jedoch nicht so hoch wie bei Regen.

Außer der Dämpfungsänderung konnte noch ein anderer Einfluß der Atmosphäre auf den Luftleiter beobachtet werden, nämlich eine Vergrößerung der Kapazität.

Die prozentuale Zunahme derselben betrug bei

bereifter Antenne	1 %
mit Eis bedeckter Antenne sowie bei Regen . . .	2 %
Schnee	1—1,5 %

Der Verlauf der Dämpfungs- und Kapazitätsänderung ist ein vollkommen paralleler. Die Änderung der Dämpfung konnte möglicherweise ihren Grund haben in einer Verschlechterung der Isolation bei Niederschlägen.

Es bedurfte infolgedessen einer genauen Untersuchung ihres Einflusses, die so ausgeführt wurde, daß bei trockenem Wetter die Iso-

lation künstlich verschlechtert wurde durch ein Bündel von 40—50 Wolldrähten, die mit Wasser getränkt waren und das Ende des Gegengewichtsdrahtes mit der Erde verbanden.

Eine Zunahme der Dämpfung ließ sich nicht nachweisen, ebenfalls nicht eine Änderung der Kapazität.

Auch als die Fäden mit einer Chlorcalciumlösung mittlerer Konzentration getränkt wurden, ergab sich keine Dämpfungszunahme, die die Fehlergrenze überstieg.

Erst bei höchster Konzentration der Lösung konnte eine größere Dämpfung des Luftleiters beobachtet werden und mit ihr eine Zunahme der Antennenkapazität.

Die bei Regen, Schnee usw. beobachteten Erscheinungen konnten also nicht ihren Grund haben in einer verschlechterten Isolation der Antenne. Im Gegensatz zu Regen und Schnee rief Nebel keine merkliche Erhöhung der Dämpfung hervor. Die Änderungen liegen hart an der Grenze der Meßfehler.

Erst bei sehr feuchtem Nebel tritt eine Dämpfungsvermehrung von ca. 10—12 $^0/_0$ ein.

Zwischen den Beobachtungswerten, die während der Winter- und Sommerzeit aufgenommen wurden, trat ein bemerkenswerter Unterschied zutage.

Die Werte für die Dämpfung sind im Winter wesentlich kleiner wie im Frühjahr und Sommer, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht.

Jahreszeit	Dekrement
Januar, Februar, März	0,015—0,017
April, Mai	0,02—0,022
Juni, Juli	0,024—0,026

Bei diesen Werten sind natürlich ausgeschieden diejenigen, die durch Regen, Schnee, Reif usw. beeinflußt waren.

Ein Einfluß der Wellenlänge auf den Verlauf der Dämpfungskurven, abgesehen von ihrer absoluten Höhe, ließ sich nicht nachweisen.

Außer diesen plötzlichen Änderungen der Dämpfung, die recht beträchtliche Größen erreichen können, tritt noch eine zweite Art von ganz anderem Charakter auf. Sie erfolgen zum Unterschied von den

obigen mit großer Regelmäßigkeit und die Änderungen selbst sind bei weitem geringer im Mittel etwa 10—20 %.

Die folgende Tabelle zeigt den Verlauf der Dämpfung für einen Tag im Januar:

Zeit	δ
8,30 Vorm.	0,0194
9,30 „	0,0196
11,15 „	**0,0210**
12,30 Nachm.	0,0205
2,30 „	0,0200
3,30 „	0,0194
5,00 „	0,0190
8,00 „	**0,0196**
9,00 „	0,0175
10,00 „	0,0172
11,00 „	0,0173

Maxima der Dämpfung treten ein in der Zeit von 11—12 Uhr mittags und um 7—8 Uhr nachmittags.

Bei diesem Wintertyp sind die Maxima nicht besonders stark ausgeprägt. Ihre Höhe wechselt von Tag zu Tag. Gelegentlich kommt es wohl vor, daß die Zeit des Eintretens etwas verschieden ist, indessen sind solche Fälle vereinzelt und man kann wohl sagen, daß die Regelmäßigkeit eine recht große zu nennen ist.

Im Gegensatz zu dem ruhigen Gang der Dämpfung im Winter zeigt der Sommertyp ein viel lebhafteres Gepräge, sowohl in bezug auf die Amplituden der Maxima als auch die Zeit des Eintretens.

Das Mittagsmaximum bleibt bestehen, das Nachmittagsmaximum rückt mehr und mehr an das erstere heran, je mehr man sich dem Sommer nähert.

Für das Amplitudenverhältnis des Winter- und Sommertyps ergab sich das ungefähre Verhältnis von 1 : 2—3.

Die Sommerwerte zeigen sehr häufig eine besondere Eigentümlichkeit, nämlich eine Art Doppelmaximum, d. h. jedes Maximum besteht aus zwei Teilen, die durch eine Einsenkung voneinander getrennt sind.

Aus den Winter- wie auch den Sommerwerten geht sehr deutlich hervor, daß die Nachtwerte der Dämpfung durchschnittlich ca. 20 bis 30 % kleiner sind wie die am Tage gemessenen.

Ein Einfluß der Wellenlänge auf die Höhe der Amplituden und den Verlauf der Dämpfungskurven konnte nicht nachgewiesen werden.

Zusammenfassend geht aus den Beobachtungsresultaten hervor, daß der Gang der Dämpfung unabhängig ist von der Wellenlänge, der Anordnung des Systems, d. h. ob mit Gegengewicht oder Erde, und endlich von der Form der Antennen.

Der negative Erfolg der Untersuchung von Herrn Mosler, der eine Dämpfungsänderung nicht konstatieren konnte scheint, darauf zurückzuführen zu sein, daß die verhältnismäßig kleinen Dämpfungsänderungen sich bei seinen hohen Grunddämpfungen (0,15—0,72) nicht bemerkbar machen konnten.

Auch scheinen die Fehlergrenzen der Messung von der Größenordnung der Dämpfungsänderungen selbst gewesen zu sein, infolge zu unempfindlicher Meßapparate. E.

(Eingesandt 15. September 1912.)

H. Mosler, Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Telegraphie (Elektrot. Ztschr. 1912, Heft 44).

Besondere Schwierigkeiten bei der Aufnahme drahtlos telegraphischer Zeichen, zumal, wenn die eintreffende Energie gering ist, bereiten die sogenannten atmosphärischen Störungen.

Hierbei entstehen im Empfangstelephon teils knackende, teils zischende, dann wieder in längerem oder kürzerem Zusammenhange brodelnde Geräusche, ähnlich denen, wie sie beim stoßweisen Kochen



Fig. 1. Verlauf von atmosphärischen Störungen.

einer im Reagenzglase siedenden Flüssigkeit auftreten. Da diese Luftstörungen den Wellenzeichen von Sendern mit langer Funkenstrecke und bei Tickeraufnahme den hier erzeugten krächzenden Empfangsgeräuschen außerordentlich ähnlich sind, so werden hierdurch leicht Textverstümmelungen hervorgerufen, oder bei großer Heftigkeit der Störungen und schwacher Lautstärke der Morsezeichen der funkentelegraphische Verkehr auf Stunden hindurch lahm gelegt.

Fig. 1 zeigt die charakteristische Wiedergabe jener Luftstörungen[1]),

---

1) In der Abbildung entspricht eine Strecke von 13,8 mm der Zeit von 1 Sek., dem Abstande zweier paralleler Linien eine Stromstärke von $2 \cdot 10^{-9}$ A.

welche mit Hilfe eines Lichtschreibers in Ausführung der Firma Dr. Erich F. Huth, Berlin, aufgenommen, an einem schwülen Sommertage im Empfangssystem einer großen T-Antenne auftraten.

Über die Entstehung der atmosphärischen Störungen war bei Beginn vorliegender Versuche nur wenig veröffentlicht und zur Erklärung der Erscheinung lediglich ferne Blitzentladungen angeführt.

Gelegentlich eines Gewitters beobachtete Erskin-Murray[1]), daß jedem Aufleuchten eines Blitzes ein Störungszeichen im Empfangstelephon entsprach. Da, wie bekannt, im tropischen Westafrika durchschnittlich mehrere Gewitter pro Tag auftreten, so sollte nach seiner Ansicht aus dieser Gegend ein fast kontinuierlicher Strom von Störungszeichen kommen, deren Anzahl von der dortigen Gewitterfrequenz,

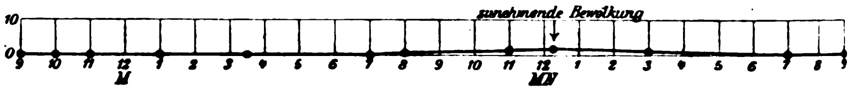


Fig. 2. (25./26. Januar 1919.)

sowie von der verschiedenen Leitfähigkeit der Atmosphäre bei Tag und Nacht abhängig wäre.

Zwecks näherer Nachprüfung jener Erklärung wurde von August 1911 bis Ende Juli 1912 an verschiedenen Tagen die im Empfangstelephon auftretenden Störungen beobachtet, um ein Bild ihrer Verteilung über die verschiedenen Jahreszeiten und Tagesstunden unter gleichzeitiger Berücksichtigung der meteorologischen Erscheinungen zu bekommen. Benutzt wurde eine 18 m hohe, direkt geerdete 6-drähtige Schirmantenne von 800 cm Kapazität, während als Empfänger eine Gleichrichterzelle mit Kopftelephon im aperiodischen Kreise Verwendung fand. Die Beobachtung geschah in der Weise, daß bei einer konstanten Wellenlänge von 1700 m an jedem Versuchstage zu bestimmten Zeiten die Anzahl der Störungen pro Minute festgestellt wurde, wobei in den Tabellen Mittelwerte aus Beobachtungen über 3 bis 5 Minuten eingehen.

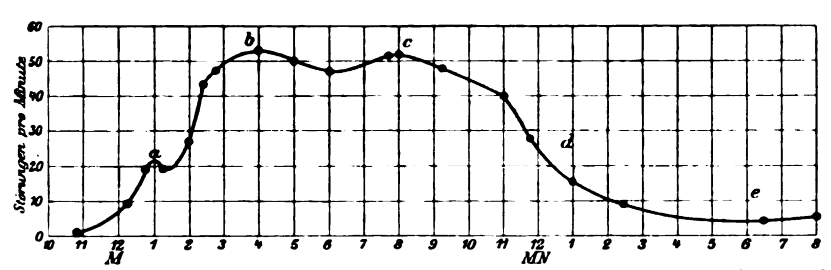
Hierdurch war es möglich, eine graphische Darstellung zu erhalten, welche die Verteilung der Luftstörungen bei den verschiedenen Tages- und Jahreszeiten erkennen läßt.

Nachstehende Kurven geben die geringen Störungen während der Wintermonate, sowie die hohe Störungszahl an Sommertagen. Fig. 2 u. 3 lassen den graphischen Verlauf erkennen.

1) Erskin-Murray, „The origin of atmospherics", The Electrician 1911. Referat: Jahrb. 5, Heft 1.

Neben der auffälligen Abhängigkeit von der Jahreszeit zeigten alle Beobachtungen ein tägliches Minimum in den frühen Morgenstunden, während der Betrag am Tage von gewissen örtlichen Verhältnissen abhängig war.

Von ausschlaggebender Bedeutung ist die Art der Bewölkung und die Lufttemperatur. Ziehen z. B. bleigraue Gewitterwolken über



a Bleigraue Wolke über Luftdraht ziehend (Gewitterbildung).
b Heraufziehendes Gewitter, in der Ferne Blitze.
c Gewitterwolken üb. Station abziehend, keine Blitze.
d Sternklar.
e Wolkenlos.

Fig. 3. (24./25. Juli 1912.)

die Antenne hinweg, so nimmt, wie Fig. 3 zeigt, die Häufigkeit der Störungen zu, um nach Verschwinden jener geladenen Wolkenmassen den normalen Betrag wieder zu erreichen. Die verhältnismäßig geringen Störungen bei einem Wintergewitter lassen sich im Gegensatz

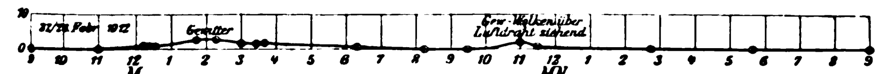


Fig. 4. (27. Februar 1912.)

zu Fig. 3 aus Fig. 4 erkennen. Die Beobachtung erfolgte am 27. Februar 1912. Aber auch an wolkenlosen, besonders außergewöhnlich warmen Tagen kann die Zahl der Störungen erheblich sein, der Verlauf ist dann regelmäßig, also ohne plötzliche Schwankungen, so daß eine Zunahme am Nachmittage und die Abnahme in den Morgenstunden eintritt. Ein Beispiel gibt Fig. 5.

Im allgemeinen ließ sich feststellen, daß die Anzahl der Störungen im gleichen Verhältnis mit den Schwankungen des Luftpotentials sich änderte. Zu diesem Zwecke wurde eine Joniumsonde als Kollektor verwendet, die an einer besonders sorgfältig isolierten Bambusstange aus dem Fenster des Stationsraumes herausragte. Die Bestimmung der Potentialschwankungen geschah in bekannter Weise durch die Be-

obachtung des Ausschlages eines mit seinem Gestell gut geerdeten Günther und Tegetmeyerschen Elektroskops. Größere Störungszahlen ergaben sich stets bei hohen Werten des Luftpotentials, während bei geringem Betrage desselben die Störungen ebenfalls abnahmen.

Wie aus den angeführten Beobachtungen und aus den Abbildungen über den Störungsverlauf folgt, sind die atmosphärischen Störungen hauptsächlich auf örtliche Einflüsse zurückzuführen und entstehen überwiegend infolge Potentialschwankungen der Luftschichten, welche auf

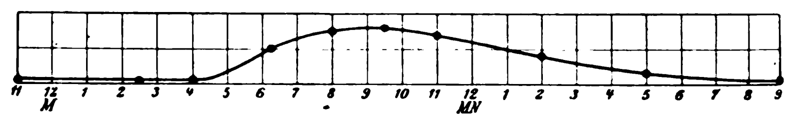


Fig. 5. (3. September 1911. Wolkenlos, warm, windig, nachts sternklar.)

stoßweise Änderung der Ladungsverteilungen schließen lassen. Durch Ausgleichsvorgänge in der atmosphärischen Elektrizität werden wechselnde Ladungen der Antenne hervorgerufen, und hierdurch Schwingungen derselben erzeugt, welche die Störungszeichen im Detektor bilden.

Zu diesen Erscheinungen durch Ladung kommen bei Gewittern noch Störungen durch elektromagnetische Wellen hinzu, die durch Blitze hervorgerufen werden.

Es ließ sich feststellen, daß Blitze ein markantes Zischen im Empfangstelephon entstehen lassen, welches gut gegen die teils knackenden, brodelnden, teilweise zusammenhängenden und wieder abgerissenen Geräusche durch atmosphärische Ladungen zu unterscheiden ist. Bei abgeschaltetem Luftdraht, aber angelegtem Erdanschluß waren die von Blitzen stammenden Zischgeräusche gut wahrnehmbar, ebenso, wenn die Antenne allein angeschlossen war, und die Erdverbindung getrennt wurde. Natürlich war die Gesamtzahl der Störungen bei diesen Schaltungen geringer.

Im allgemeinen dürfte die Reichweite von Blitzentladungen nicht allzu groß sein, wie sich aus der Empfangsintensität und aus der großen Dämpfung des Blitzes schließen läßt.

Am 29. März 1912 war nach Zeitungsmeldungen ein sehr starkes Gewitter abends über Böhmen und die sächsische Schweiz niedergegangen. Trotz der relativ geringen Entfernung von ca. 200 km konnten bei zufällig gleichzeitiger Beobachtung keine besonders starken und häufigen Störungen festgestellt werden.

Auch später ließ sich öfter beobachten, daß die Stärke der durch Blitze hervorgerufenen Zischgeräusche bei abziehendem Gewitter schnell

abnahm, auch war es möglich, aus der allmählich zunehmenden Intensität der Blitzstörungen das Heranziehen von Gewittern zu verfolgen.

Ferner wird die Enstehung von atmosphärischen Störungen noch durch Hagel und Schneestürme begünstigt.

Diese Störungen lassen sich dadurch erklären, daß die Ladungen durch Eisteilchen im genannten Falle direkt dem Luftdraht zugeführt werden, außerdem ist bei Hagelfall, der vielfach durch Gewitter begleitet ist, infolge der stark geladenen Wolken mit hohen Luftpotentialschwankungen zu rechnen.

Bei gleichmäßig bedecktem Himmel (abgesehen von Gewitterneigung), sowie bei Regen und Nebel ist die Anzahl der Störungen relativ gering. Das Potential zeigte hierbei auch nur kleine Beträge. Im übrigen werden die Störungen ganz allgemein unter gleichen meteorologischen Verhältnissen bei sehr hohen und weit ausgedehnten Luftleitern größer sein, als bei kleineren Anlagen.

Ferner wurden atmosphärische Störungen untersucht, die bei Erdantennen auftreten.

Fast gleichzeitig wurden Messungen an der 18 m-Maststation und an einer Erdantenne angestellt, die aus zwei je 150 m langen, flach auf trockenes Stoppelfeld gelegten Drähten gebildet wurde, in deren Mitte sich eine veränderliche Selbstinduktion befand, welche auf den aperiodischen Detektorkreis induzierte. Bei ziemlich gleichmäßig bedecktem Himmel und Gewitterneigung ergaben sich bei Verwendung der Schirmantenne 24 Störungen pro Minute, während sich bei der Erdantenne auf freiem Felde der Betrag auf 17 Störungen pro Minute verringerte, also um ca. $^1/_3$ kleiner war.

Ferner ergab sich kein bemerkenswerter Unterschied in der Häufigkeit der Störungen, wenn die Antenne einmal in die Ost-West, das andere Mal in die Nord-Süd-Richtung gelegt wurde, ein weiterer Beweis gegen die Erskin-Murraysche Annahme, die ein Entstehungszentrum außerhalb des Empfangsortes annimmt, und daß, Empfangsstörungen allein durch örtliche Einflüsse hervorgerufen werden, abgesehen von Blitzentladungen, die in nicht allzu großer Ferne auftreten.

Zum Schlusse wurde noch die Abhängigkeit der Störungen als Funktion der Antennenabstimmung beobachtet, es zeigte sich hierbei eine ausgesprochene Zunahme der Störungen mit wachsender Wellenlänge der Empfangsstation, welche sich durch eine verhältnismäßig geringe Frequenz der Ausgleichsvorgänge in den geladenen Luftschichten erklären läßt.

An einem Sommertage mit möglichst konstanter Bewölkung wurde in recht kurzen Zwischenräumen bei veränderter Wellenlänge die Zahl

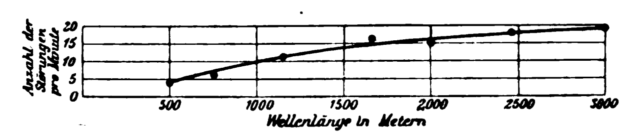


Fig. 6.

der Störungen bestimmt. Wie Fig. 6 erkennen läßt, wird die Störungszahl mit steigender Wellenlänge größer.

(Eingesandt am 4. Januar 1913.)

J. Herweg, Schwingungen und Hysteresis bei Glimmentladung. Phys. Ztschr. **13**, 633, 1912.

Das Ergebnis der Arbeit wird vom Autor wie folgt zusammengefaßt:

1. Es wird die Kaufmannsche Formel[1]) einer experimentellen Prüfung unterzogen. Hierbei ergeben sich Resultate, die sich nur durch die Annahme einer Glimmentladungshysterese erklären lassen.

2. Die bei Glimmentladungen auftretenden Schwingungen erster und zweiter Art werden auf Form und Schwingungszahl untersucht. Aus der Abweichung der Schwingungszahl der Schwingungen erster Art von der aus der Formel $T = 2\pi\sqrt{LC}$ berechneten, wird ein Schluß gezogen auf die Größe der Hysteresis.

3. Die Hysterese wird erklärt durch Temperaturänderungen der Kathode und dadurch bedingte Dichteänderungen im umgebenden Gase.

E.

---

1) Kaufmann hat die bekannte Stabilitätsgleichung

$$\frac{1}{CW} + \frac{1}{L}\frac{\partial E}{\partial i} \geqq 0$$

aufgestellt; Schwingungen können nur auftreten wenn die linke Seite $\leqq 0$ wird.

(Eingesandt 15. August 1912.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Drahtlose Telephonie.

Bekanntlich ist die Reichweite der drahtlosen Telephonie bisher sehr engbegrenzt aus dem Grunde, daß man genötigt ist, das Mikrophon der Schwachstromtechnik, das nur geringe Energien verträgt ohne zu verbrennen, zu benutzen, indem man es direkt in den Antennenkreis einschaltet. Gegenüber den imposanten Leistungen der drahtlosen Telegraphie z. B. wie auf S. 237 berichtet, über eine Entfernung von ca. 6500 km zwischen Berlin und New-York, mußte man sich in der drahtlosen Telephonie mit Entfernungen von nur wenigen 100 km begnügen, wobei dann meistens auch noch eine wirklich gute Sprachübertragung nicht gelingen wollte. Das ist nun neuerdings auch anders geworden, seitdem die neuen Hochfrequenzmaschinen in praktischen Gebrauch genommen sind, weil man in der Lage ist eine nur bei dieser Maschinenanordnung benutzbare Schaltung anzuwenden an Stelle der vorhin erwähnten Schaltung des Mikrophons bei Benutzung der Lichtbogen- oder Funkenmethode zur Erzeugung der Hochfrequenzschwingungen. So konnte jetzt die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie mit der auf ihrer Station Nauen bei Berlin installierten, von Graf Arco erfundenen Telefunken-Hochfrequenzmaschine einen bemerkenswerten Rekord mit drahtloser Telephonie aufstellen. Eine Reihe von drahtlosen Empfangsstationen wurden von den Versuchen benachrichtigt, die in einem Entfernungsradius bis zu 700 km eine tadellose Sprachübertragung feststellen konnten z. B. in der Station des Wiener Technologischen Gewerbemuseums. Es besteht nach diesen Versuchen alle Wahrscheinlichkeit, daß auch demnächst eine drahtlostelephonische Übertragung über den Ozean sich erzielen läßt. E.

(Eingesandt 10. Juni 1913.)

Die Energieverluste in einigen in Hochfrequenzkreisen benutzten Kondensatoren.

(The Energy Losses in Some Condensers Used in High Frequency Circuits.)

Von **L. W. Austin.**

Die im folgenden zu beschreibenden Versuche wurden zu dem Zwecke angestellt, die Energieverluste in verschiedenen Typen von Senderkondensatoren zu bestimmen. Zu diesen Typen gehören Preßluftkondensatoren, Leidener Flaschen in Luft und im Ölbad, Papierkondensatoren und ausgegossene Kondensatoren (mit einer Komposition als Dielektrikum); sie alle wurden — abgesehen von ein paar Versuchen — bei einer Höchstspannung von 14500 Volt benutzt; das ist nämlich eine Spannung, die in den neueren Einrichtungen für Telegraphie ohne Draht der amerikanischen Marine (U.-S. Navy) häufig angewandt wird.

Bei den meisten Versuchen hatten die Kondensatoren eine Kapazität von annähernd 0,006 Mikrofarad, und die Wellenlänge betrug ungefähr 1000 m. Der 60 periodige Wechselstrom wurde der städtischen Zentrale entnommen und mittels eines offenen Kerntransformators auf die erforderliche Spannung gebracht.

Bei den Versuchen gelangten zwei Arten von Schwingungkreisen zur Verwendung. Die erste Art, mit deren Hilfe eine absolute Bestimmung der Verluste im Preßluftkondensator ausgeführt wurde, ist in Fig. 1 dargestellt. Hier enthält der Stromkreis A eine Löschfunkenstrecke nach dem Telefunkensystem, einen aus sieben Leydener Flaschen in Luft bestehenden Kondensator und eine zur Erzeugung einer Wellenlänge von 1000 m ausreichende Selbstinduktion. Mit diesem Kreise war der eigentliche Prüfkreis gekoppelt, der aus dem zu untersuchenden Kondensator, einer Selbstinduktion und einem Hitzdrahtamperemeter bestand. Die Selbstinduktionsbandspule, System Fessenden, bestand aus 30 Windungen; sie hatte einen Durchmesser von 19,0 cm und eine Länge von 8 cm, und es wurden von ihr ungefähr 12 Windungen benutzt. Das Phosphorbronzeband, aus dem die Spule bestand, war 0,62 cm breit und 0,13 cm stark, und zwar war die Breite senkrecht zur Achse der Spule. Diese Wickelungsweise führt zu großer Gedrungenheit bei hohem Stromleitungsvermögen, hat

aber den Nachteil, daß eine beträchtliche Menge Metall senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien angeordnet wird, wodurch die Neigung zur Bildung von Wirbelströmen entsteht. Das Hitzdrahtamperemeter gehörte dem System der General Electric Co. für 6 Ampere an und war in den meisten Fällen mit einem Nebenschluß versehen; das Nebenschlußverhältnis wurde dabei für die benutzte Frequenz bestimmt.

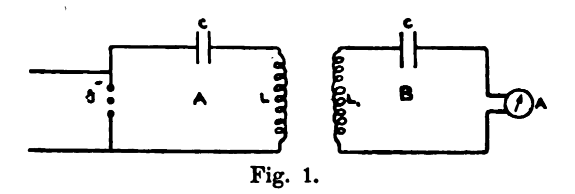


Fig. 1.

Die Hochfrequenzwiderstände bestanden aus 0,081 cm starkem Manganindraht, der in Quecksilbernäpfe eintauchte. Diese Drähte hatten, wie durch besondere Versuche festgestellt wurde, für Gleichstrom und für Hochfrequenzstrom von der benutzten Wechselzahl denselben Widerstand. Die Messung der Wellenlänge und des Dekrements erfolgte in üblicher Weise mittels eines Wellenlängenmessers mit Thermoelement und Galvanometer.

Die zweite Art des Schwingungskreises ist in Fig. 2 dargestellt. Sie ist mit der ersten identisch, nur ist hier der Löschfunkenkreis fortgelassen und in den Prüfkreis eine parallele Zylinderfunkenstrecke eingeschaltet. Die Funkenstrecke bestand aus zwei parallelen Zinkzylindern, deren Entfernung und Parallelität einstellbar war. Bei dieser Gestalt der Funkenstrecke[1]) läuft der Funke von einer Stelle zur anderen und gewährleistet nach jeder Entladung eine gute Isolierung ohne Anwendung eines Gebläses bei mäßigem Kraftaufwand. Das Funkenpotential wurde durch ein parallel gelegtes Funkenmikrometer gemessen.

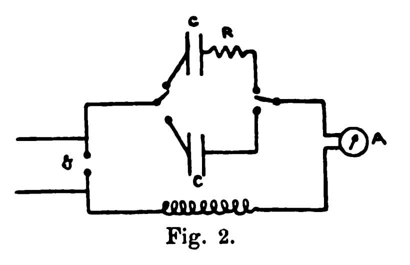


Fig. 2.

Die für die Untersuchung gelieferten Leidener Flaschen gehörten sämtlich dem Typus mit Kupferbelegung an. Zwei Typen wurden von der Wireless Specialty Co. geliefert, und zwar hatte die Type 1

1) Manual of Wireless Telegraphy for the Use of Naval Electricians 1909, S. 92.

eine etwas stärkere Kupferbelegung als die Type 2. Die Moscicki-Kondensatoren hatten die bekannte Form: sie waren in Messingröhren eingeschlossen, und das Glas war an den Rändern der leitenden Belegungen verstärkt, und diese Ränder waren von einer isolierenden Flüssigkeit bedeckt. Die Papierkondensatoren waren von bekannter Machart.

Verluste im Preßluftkondensator.

Bei dem jetzt zu besprechenden Versuche war die Anordnung die in Fig. 1 dargestellte. Der Zweck war hier die absolute Bestimmung des Widerstandes des bereits beschriebenen Normal-Preßluftkondensators. Die Versuchsdaten sind in Tabelle 1 angegeben. Danach beträgt der Widerstand des Kondensators 0,14 Ohm[1]). Es ist nicht sicher, daß dieser Widerstand ganz und gar im Kondensator selbst liegt; er kann vielmehr zum Teil in einem Kontaktwiderstand bestehen und auch teilweise auf Wirbelstromverlusten infolge der Nähe des großen Metallgehäuses des Kondensators zu den übrigen Teilen des Stromkreises beruhen. Die Größe kann sehr wohl um 0,05 Ohm fehlerhaft sein.

Tabelle 1.

Widerstand des Preßluftkondensators.

(Erregung mit Löschfunkenstrecke, siehe Fig. 1.)

Kapazität	0,00575	MF.
Induktanz	0,051	Mh.
Wellenlänge	1,020	m
Maximalspannung	14500	Volt
Hochfrequenzwiderstand der Induktanz (gemessen)	0,39	Ohm
Widerstand der Zuleitungen und des Amperemeters (gemessen)	0,25	Ohm
Dekrement des Stromkreises samt Wellenmesser .	0,058	
Dekrement des Wellenmessers	0,032	
Dekrement des Stromkreises	0,026	
Widerstand des Stromkreises	0,78	Ohm
Widerstand des Preßluftkondensators	0,14	Ohm

1) Bei einigen anderen Versuchen mit einer abweichenden Anordnung wurde im Luftkondensator ein Verlust beobachtet, der sich bis auf 0,25 Ohm Äquivalentwiderstand belief.

Vergleichung von Kondensatoren bei 14500 Volt.

Die Anordnung der Apparatur ist in Fig. 2 dargestellt.

Der Äquivalentwiderstand der Kondensatoren wurde folgendermaßen bestimmt: Der Strom im Hauptkreise wurde zunächst mit einem Preßluftkondensator von Fessenden von 0,00575 Mikrofarad gemessen. Dieser Strom wurde als Vergleichseinheit genommen und dann der Strom bei Verwendung der zu untersuchenden Kondensatoren gemessen; dabei war die Kapazität stets angenähert dieselbe wie die des Preßluftkondensators. Der Schalter wurde dann so umgelegt, daß der Preßluftkondensator wieder in den Stromkreis eingefügt wurde, und dann wurde genügend Manganindraht eingeschaltet, um die Stromstärke auf denselben Wert herabzusetzen, der mit dem zu untersuchenden Kondensator beobachtet worden war. Dieser Widerstand stellte dann den Unterschied zwischen dem Preßluftkondensator und dem zu untersuchenden Kondensator dar. Um die kleinen Stromschwankungen zu berücksichtigen, wurde das Amperemeter alle 50 Sekunden fünf Sekunden lang beobachtet und das Mittel gebildet. Um einen Begriff von der Stetigkeit und der Genauigkeit der Beobachtungen zu geben, teile ich in Tabelle 2 eine vollständige Beobachtungsreihe mit. Es erwies sich als notwendig, am Ende jeder Ablesungsreihe die Funkenstrecke zu reinigen, da sonst die Ablesungen weniger regelmäßig wurden und der Widerstand der Funkenstrecke zunahm.

Tabelle 2.

Amperemeterablesungen bei drei Leidener Flaschen der Wireless Specialty Co. (W.S.) in Luft und mit dem Preßluftkondensator (C.A.).

14500 Volt.	Wellenlänge 1000 m.		Stromstärke rund 8 Amp.
W.S. (1)	C.A. + 0,9 Ohm	W.S (1)	C.A. + 0,8 Ohm
44	44	44	45
43,5	44,5	44	45
44	43	44	44,5
44	43,5	44,5	44,5
44,5	43,0	44	44
44	43,5	44,5	45
44	43	43,5	44,5
44	43,5	44	45
44	43,5	44	45
43,5	44	44,5	45
43,95	43,55	44,10	44,75

Widerstandsdifferenz = 0,86 Ohm.

Tabelle 3 enthält die Vergleichung verschiedener Kondensatoren mit dem Preßluftkondensator von Fessenden bei 14500 Volt.

Tabelle 3.

Kondensatorwiderstände bei konstanter Spannung.
Spannung = 14500 Volt (max.). Stromstärke = 7—8 Ampere.
Wellenlänge ca. 1000 m.

Bezeichnung des Kondensatorsystems	Anzahl der Einheiten	Kapazität in MF.	Widerstand in Ω
Wireless Specialty (1)	3	0,00603	1,08
Wireless Specialty (2)	3	0,00605	1,19
Telefunken	3	0,00612	1,59
United Wireless	2	0,00603	1,83
Moscicki	1	0,00548	0,57
Papier	1	0,00580	2,19
Murdock (ausgegossene Kondensatoren)	3	0,00535	0,41
Ausgegossener Micanitkondensator	3	0,0041	2,91
Wireless Specialty (2) in Öl	3	0,00605	0,28
Glasplatten in Öl	2	0,0042	0,58
Fessenden Preßluft	1	0,00575	0,14

Um den tatsächlichen Widerstand der Kondensatoren zu bestimmen, wie er in der Tabelle angegeben ist, muß man zu der beobachteten Widerstandsdifferenz den Widerstand des Luftkondensators addieren und eine kleine Korrektion für die von geringen Kapazitätsunterschieden herrührenden Verschiedenheiten der Stromstärke anbringen. Eine diesem Zwecke dienende Kurve wurde experimentell bestimmt.

Beim Papierkondensator, beim ausgegossenen Kondensator und bei den Leidener Flaschen und den Platten in Öl war ein Sprühen meistens durch die Konstruktion vermieden. Ihre Verluste liegen daher im Dielektrikum.

Vergleichung von Kondensatoren bei verschiedenen Spannungen.

Das Dekrement des Kreises, der die drei Leidener Flaschen der Wireless Specialty Co. in Öl enthielt, wurde bei Spannungen zwischen 4700 Volt und 18500 Volt gemessen. Die Anordnung der Apparatur war dabei die in Fig. 1 angegebene. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 wiedergegeben. Wie man sieht, besteht innerhalb dieses Spannungsbereiches keine sichere Änderung des Dekrementes.

Tabelle 4.

Leidener Flaschen in Öl bei verschiedenen Spannungen.

Maximalspannung in Volt	4700	7100	11400	14500	18500
Dekrement	0,0435	0,0440	0,0445	0,0445	0,0445

Ähnliche Versuche wurden auch mit Glasplatten in Öl, mit dem Preßluftkondensator und mit den ausgegossenen Murdockkondensatoren angestellt, und zwar mit demselben Ergebnis.

Nunmehr wurde bei verschiedenen Spannungen eine Vergleichung zwischen drei Leidener Flaschen in Öl und drei solchen in Luft von gleicher Kapazität unter Verwendung der in Fig. 1 dargestellten Schwingungskreise vorgenommen. Das Vergleichungsverfahren war dasselbe wie das bei der Aufnahme der Tabelle 3 angewandte. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 wiedergegeben.

Tabelle 5.

Leidener Flaschen in Luft bei verschiedenen Spannungen mit solchen in Öl verglichen.

Maximalspannung in Volt V	V^2	Widerstand in Ohm
$10 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^7$	0,4
$12 \cdot 10^3$	$14,4 \cdot 10^7$	0,5
$16 \cdot 10^3$	$25,6 \cdot 10^7$	0,7
$18 \cdot 10^3$	$32,4 \cdot 10^7$	0,9
$20 \cdot 10^3$	$40,0 \cdot 10^7$	1,1
$22 \cdot 10^3$	$48,4 \cdot 10^7$	1,3

Diese Tabelle deutet an, daß die Verluste der Leidener Flaschen in Luft von 10000 Volt aufwärts, wo das Sprühen merklich wird, bis zu ungefähr 22000 Volt angenähert wie die Quadrate der Spannung wachsen[1]). Darüber hinaus wird die Zunahme schneller. Es wurde beobachtet, daß das Glas an den Rändern der leitenden Belegungen oberhalb dieser Spannung sehr heiß wurde, und es erscheint wahrscheinlich, daß die inneren Verluste hier rasch zuzunehmen beginnen. Aus der Tabelle 5 läßt sich ein Schluß ziehen, der zu der für gewöhnlich angenommenen Auffassung im Gegensatz steht, daß nämlich bis hinauf zu ungefähr 20000 Volt die Sprühverluste durch Reihenschaltung der Flaschen nicht herabgedrückt werden, wenn die

1) Fleming, Proc. Phys. Soc. London 23, 117, 1911.

Kapazität und die Spannung dieselben bleiben. Wenn man nämlich eine Flasche durch vier Flaschen in gemischter Schaltung ersetzt, so wird die Spannung der einzelnen Flasche auf die Hälfte herabgesetzt, und der Verlust für jede Flasche auf ein Viertel. Die Sprühfläche wird auf das Vierfache vermehrt; somit bleibt der Gesamtverlust derselbe. Ein bei ungefähr 15000 Volt angestellter Versuch bewies die Richtigkeit dieses Schlusses.

Ein anderer Umstand, der im Zusammenhange mit diesen Versuchen beobachtet wurde, ist nicht so leicht zu erklären. Es ergab sich, daß die Verluste in Leidener Flaschen, bei denen nur die Ränder in Öl tauchten, beträchtlich größer sind, als wenn die ganze leitende Fläche bedeckt ist. Dieses Ergebnis widerspricht der Vorstellung, daß die Luftverluste ganz und gar an den Rändern der leitenden Belegungen liegen. Es wurden auch während der Versuche Beobachtungen über die Verluste in Flaschen angestellt, die lange Zeit hindurch in Öl beständig in Gebrauch gewesen waren, sowie auch an solchen, die in Öl gesetzt worden waren und danach ohne gründliche Reinigung in Luft benutzt wurden. Im ersteren Falle ergab sich, daß bei Verwendung schwerer Öle an den Rändern der leitenden Belegungen eine gewisse Tendenz zum Verkohlen bestand, die eine leichte Zunahme des Widerstandes mit der Zeit hervorrief. Dieser Effekt war viel stärker ausgeprägt, wenn die mit Öl bedeckten Flaschen hinterher in Luft benutzt wurden. Wenn diese Flaschen mit dem verkohlten Öl an den Rändern der Belegungen wieder in Öl gesetzt wurden, so nahmen die Verluste oft weiter zu bis zu einem äquivalenten Widerstand, der größer war als jener reiner Flaschen in Luft. Das ist ein Zeichen für die Notwendigkeit, das Glas an den Rändern der leitenden Platten von Kondensatoren gründlich sauber zu halten [1]). Wenn man Kondensatoren in Öl taucht, so sollte dies eine nicht verkohlende Sorte sein.

Zusammenfassung.

Unter den hier beschriebenen Versuchsbedingungen wurden folgende Ergebnisse erhalten:

1. Kondensatoren, bei denen das Sprühen durch die Bauart vermieden wird, zeigen innerhalb der Beobachtungsgrenzen — von 4000 bis 20000 Volt — keine Änderung, ein Zeichen dafür, daß die

1) Die große Verschiedenheit bei den an verschiedenen Glasproben beobachteten Sprühverlusten beruht vielleicht auf Verschiedenheiten ihres hygroskopischen Charakters.



inneren Verluste von der Spannung unabhängig sind. Die Verluste in dem benutzten Preßluftkondensator belaufen sich bei einem Drucke von 15 Atm. auf einen Äquivalentwiderstand zwischen 0,1 und 0,2 Ohm.

2. Leidener Flaschen der käuflichen Typen, die ganz in Öl getaucht sind, zeigen nur wenig größere Verluste als der Preßluftkondensator.

3. Die gemessenen Papier- und Micanitkondensatoren zeigen viel größere Verluste.

4. Die Widerstände der verschiedenen Leidener Flaschen in Luft schwanken zwischen 1 Ohm und 1,8 Ohm bei 14500 Volt. Zwischen 10000 Volt und 20000 Volt nimmt der Äquivalentwiderstand annähernd proportional dem Quadrate der Spannung zu.

5. Schaltet man Leidener Flaschen bei gleichbleibender Kapazität gemischt, so nehmen die Sprühverluste unterhalb 20000 Volt nicht ab.

6. Taucht man nur die Ränder der leitenden Belegungen Leidener Flaschen in Öl, so erhält man Äquivalentwiderstände, die mitten zwischen denen liegen, die man beobachtet, wenn sie sich ganz in Luft oder ganz in Öl befinden.

7. Die Sprühverluste werden durch irgendein halbleitendes Material auf der Glasoberfläche an den Rändern der leitenden Belegungen Leidener Flaschen sehr erhöht.

Ich möchte meinen Assistenten, den Oberelektrikern der Amerikanischen Marine, Herren Mineratti und Evans, an dieser Stelle meinen Dank ausdrücken.

U. S. Naval Radiotelegraphie Laboratory, Washington, im März 1912.

Eingesandt: 15. April 1912.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

Über „Gegensprechen" in der Radiotelegraphie und Radiotelephonie.

Wir bringen nachstehend zunächst einen Bericht über diesbezügliche Anordnungen von Telefunken und Marconi.

I. Das automatische Gegensprechrelais, System Telefunken.

Das automatische Gegensprechrelais ist eine Vorrichtung, mittels welcher es möglich ist, eine radiotelegraphische Station durch die alleinige Betätigung der Morsetaste von Empfang auf Geben und umgekehrt zu schalten, indem die Station, mit Ausnahme der kurzen Gebeperioden, dauernd auf Empfang steht; es ist somit möglich, auch während der Abgabe eines Telegrammes ein Zeichen oder einen Zwischenruf der Gegenstation aufzunehmen, was für die rasche und sichere Abwickelung des funkentelegraphischen Verkehrs sehr wichtig ist.

Wirkungsweise.

Die Wirkungsweise des Gegensprechrelais ist folgende:

Die Station steht normal auf Empfang. Sobald der Telegraphist auf die Morsetaste (1) drückt (Fig. 1 u. 2), stellt sich die ganze Anlage automatisch auf Senden, die Empfangsapparate werden ausgeschaltet und die Geberapparate treten in Funktion. Wird die Taste wieder losgelassen, so werden sämtliche Geberleitungen ausgeschaltet und blockiert und die Empfänger wieder angeschaltet.

Um zu verhindern, daß das Relais, nachdem es auf Senden geschaltet hat, sofort wieder auf Empfang schaltet, wenn die Taste zum Halten des Abstandes zwischen einem Buchstaben oder Worte losgelassen wird, besitzt dasselbe eine Verzögerungseinrichtung, mittels welcher es möglich ist, das Umschalten erst in dem Abstande zwischen zwei Worten oder Sätzen zu bewerkstelligen.

Konstruktion.

Auf einem Grundbrett von Isoliermaterial ist eine Spule (2) aufmontiert, in deren Inneren ein Eisenkern (3) vertikal beweglich ist; dieser Kern führt mittels eines Gestänges (4) drei Kontaktfedern (5_1), (5_2), (5_3), deren Kontakte *a—a*, *b—b* und *c—c* in der Ruhelage auf den unteren festen Kontakten ($6—6_1$), ($6_2—6_3$) liegen und beim Anhub gegen die oberen festen Kontakte ($7—7_1$), ($7_2—7_3$), ($7_4—7_5$) ge-

drückt werden. Um die notwendige einseitige Verzögerung beim Umschalten (von Geben auf Empfang) des Relais zu erzielen, ist auf demselben ein Luftpuffer (8) angebracht, welcher mit den Federkontakten gekoppelt ist und die Fallgeschwindigkeit dieser steuert. Der Zylinder des Luftpuffers trägt am oberen Ende ein Kegelventil, welches sich nur nach außen öffnet; außerdem sitzt an einer Seitenwand des Zylinders eine feine Düse, deren Querschnitt sich durch eine Kegelschraube (9) regulieren läßt. Beim Anziehen des Elektromagneten (2) steigt der Kolben sofort nach oben und stößt die im Zylinder befindliche Luft durch das Kegelventil nach außen. Läßt die Spule den Eisenkern für längere Zeit los, so hat derselbe das Bestreben, samt dem Kolben herunterzufallen. Da jedoch das Kegelventil geschlossen ist, so kann die Luft durch die Düse nur allmählich wieder in das Innere des Zylinders eintreten. Der äußere Luftdruck verhindert somit ein zu schnelles Herunterfallen des Kolbens und Schließen der ganzen Kontakte. Man hat es natürlich in der Hand, durch Vergrößern oder Verkleinern der Einlaßdüse die Umschaltezeit beliebig zu verkürzen oder zu verlängern, je nachdem man ein schnelles oder langsames Telegraphiertempo anwenden will. Nach erfolgtem Anziehen der Spule legt sich in Serie mit derselben ein in Chamotte gebetteter Widerstand (10), welcher den Zweck hat, beim dauernden Durchfließen des Stromes die Spule zu entlasten, da ein erheblich schwächerer Strom als er zum Anziehen erforderlich ist dazu genügt, um den Anker in angezogener Stellung festzuhalten. Das Gegensprechrelais kann mittels eines Excenterhebels (11) auch von Hand bedient werden, falls die

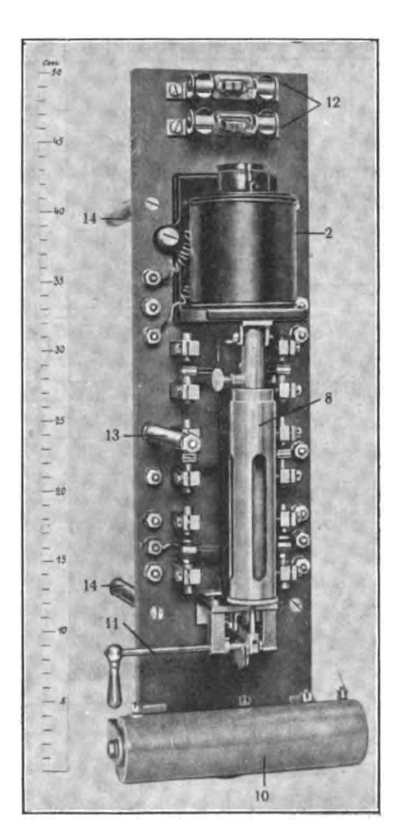


Fig. 1.

automatische Umschaltung unerwünscht ist oder die elektrische Anordnung versagen sollte.

Zwei Vakuumsicherungen (12) sind parallel zu einer jeden Spule des Empfängers geschaltet, wodurch dieselben gegen starke atmosphärische Entladungen und gegen die Hochfrequenzwirkung des Senders geschützt sind. Ein Ausleger (13) kann an den Apparat rechts oder

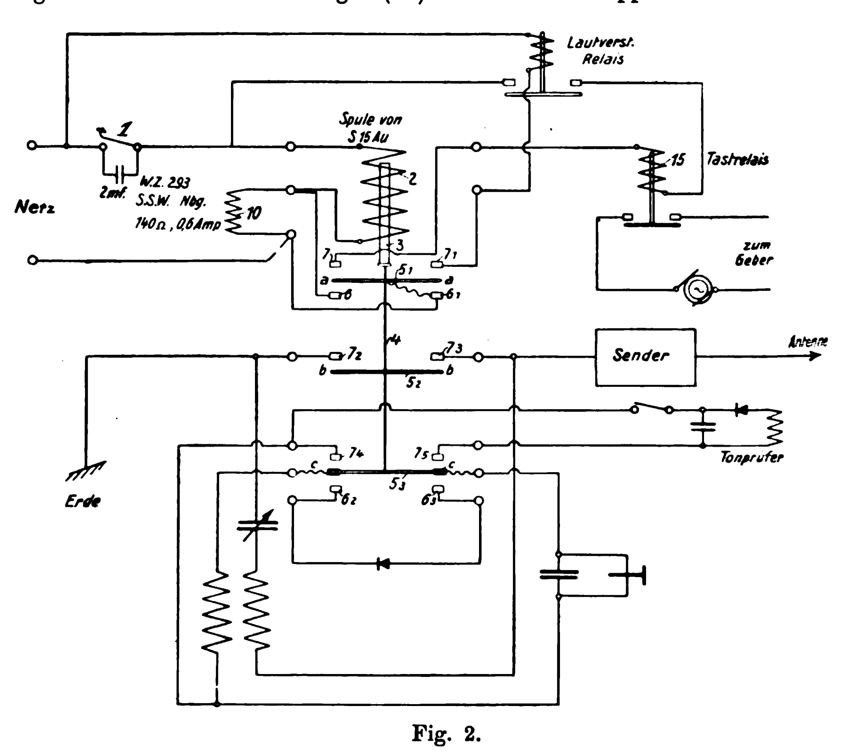


Fig. 2.

links angeschraubt werden und dient zum Befestigen der Luftdrahtzuführung. Mittels vier Bolzen (14) wird das Relaisbrett an der Rückwand eines Empfangsapparates oder an einer Seitenwand befestigt.

Schaltung.

Die elektrische Schaltung des Gegensprechrelais ist derartig angeordnet, daß der Empfangsapparat mit der Antennenanordnung bzw. Verlängerungs- und Koppelungsspule des Senders in Serie geschaltet ist. In der Senderstellung sind die Kontakte (7_2—7_3) durch die federnde

Kontaktbrücke (5_2), (b—b) leitend verbunden, so daß der Empfänger, welcher an den Punkten (7_2—7_3) liegt, kurzgeschlossen ist und der Senderstrom den Empfänger nicht durchfließt. In der Empfangsstellung öffnet die Kontaktbrücke (5_2) wieder die Punkte (7_2—7_3) und die ankommenden Schwingungen gelangen, nachdem sie die Geberspulen durchflossen haben, über den Empfänger zur Erde.

Die Brücke (5_3) trägt zwei isolierte Kontakte (c—c), welche den Detektor (6_2—6_3) in der Empfangsstellung an die Detektorspule, das Telephon und den Blockkondensator anschließen. Beim Anhub (Senderstellung) öffnen sich die Detektoranschlüsse und dieser Kreis legt sich an die Punkte (7_4—7_5), an welche ev. die Tonprüfeinrichtung angeschaltet ist. Eine Kurzschlußleitung, welche die Detektorspule überbrückt und sich an den Kontakt (7_4) legt, hat den Zweck, bei Gebrauch des Tonprüfers ein Auftreten zu großer Spannungen in dieser Spule zu vermeiden.

Die Brücke (5_1) blockiert alle Starkstromleitungen. In der Ruhelage [also bei offener Taste (1)], ist die Blockleitung (Punkt 7_1) und die Tastrelaisleitung (Punkt 7) offen. Beim Drücken auf die Taste fließt der Netzstrom über die Spule (2) und über die unteren Kontakte (6), (a), (a), (6_1) zum Netz zurück. Sobald aber die Spule angehoben hat, öffnet sich der Kontakt (6) und der Strom kann nur über den Widerstand (10) zur Spule fließen, wodurch eine unnötige Belastung derselben bei Dauerbetrieb verhindert wird. Nun hat sich aber die Brücke (5_1), die durch Kontakt (6_1) stromführend ist, gegen die Punkte (7) und (7_1) gelegt, so daß auch die Blockleitung (bzw. das Lautverstärkerrelais) und das Tastrelais (15) Strom erhält und anzieht, wodurch die Geberanlage in Aktion tritt und ein Zeichen gibt. Werden nun hintereinander Zeichen gegeben, so wird das Tastrelais wegen seiner geringen Trägheit jedesmal sofort der Morsetaste folgen, während der Anker des Gegensprechrelais, dank der Verzögerungseinrichtung, unempfindlich ist und erst beim Loslassen der Taste für eine längere Pause (d. h. entsprechend dem Abstand zwischen Worten oder Sätzen) die Anlage wieder auf Empfang schaltet.

Betrieb.

Der Betrieb der automatischen Anlage mit Gegensprechrelais gestaltet sich demnach wie folgt:

Der Telegraphist hat z. B. ein Telegramm aufgenommen und will der Gegenstation antworten. Er drückt bloß auf die Taste und fängt

an zu telegraphieren; alle übrigen Schaltungen werden automatisch bewerkstelligt und er kann seine volle Aufmerksamkeit der rein telegraphischen Tätigkeit zuwenden, da ihm alle anderen Handhabungen erspart sind.

Macht er aber nun eine kurze Pause (z. B. zwischen zwei Worten), so hat er die Möglichkeit, in dieser Zeit einen ev. Zwischenruf der Gegenstation aufzunehmen, wenn z. B. ein Teil des Textes nicht vollkommen aufgenommen wurde oder dergleichen. Ebenso kann der Beamte, da er dauernd das Telephon am Ohr hat, gleichzeitig während des Gebens mittels der Tonprüfeinrichtung den eigenen Senderton kontrollieren.

Der große Vorteil einer Station mit automatischem Gegensprechrelais besteht soweit darin, daß dieselbe dauernd empfangsbereit ist, und zwar auch während des Sendens. Es wird dadurch verhindert, daß z. B. lange Telegramme ausgesandt werden während die Gegenstation gleichzeitig sendet und somit gar nicht empfangen kann, was bisher stets erst nach Beendigung des Telegrammes beim Übergang auf Empfang bemerkt werden konnte.

II. Marconis Anordnung.

Marconis Anordnungen, die der Marconi Co. patentiert sind, sind im Marconigraph (September 1912) wie folgt beschrieben.

Sender und Empfänger einer Station befinden sich nicht in unmittelbarer Nähe zueinander, sondern sind durch eine kurze Entfernung (ca. 4 % der Telegraphierdistanz) getrennt. Gemäß Fig. 3 ist TA eine Marconische gerichtete Senderantenne (über den Sender T geerdet), die nach der entgegengesetzten Seite weist, als die, wo die entfernte Sendestation sich befindet (durch den Pfeil markiert). Die Strahlung ist am stärksten nach dieser Richtung und ein Minimum in einer dazu senkrechten Richtung, in der sich die Empfangsapparate befinden mit der horizontalen gerichteten Antenne RA, die über die Primäre P eines Empfangstransformators geerdet ist und von der entfernten Senderstation wegweist, deren Wellen sie also stark erregen, während dies nur wenig der Fall ist durch Wellen, die aus einer dazu senkrechten Richtung kommen.

Die als „balancing aerial" bezeichnete Antenne BA ist bei E geerdet und weist vom Sender T weg, spricht also vorzugsweise auf dessen Wellen an, aber fast gar nicht auf die Wellen des entfernten Senders. RA und BA sind bei Pp miteinander gekoppelt, wobei

p — neben P — als 2. Primärspule auf den Empfangstransformator wirkt. Wichtig ist nun, daß die Distanz von BA zu TA so gewählt wird, daß die vom Sender TA zum Empfänger laufenden Wellen in BA und RA mit gleicher Phase eintreffen und auf diese Weise sich gegenseitig vernichten, so daß im Empfänger nur die Wirkung der aus der entfernten Station (Pfeilrichtung) kommenden Wellen merklich ist.

Diese Phasenbeziehung hängt ab von der Beziehung der respektiven Entfernungen der RA und BA von TA; durch Verschiebung von BA um Bruchteile einer Wellenlänge näher oder weiter von TA

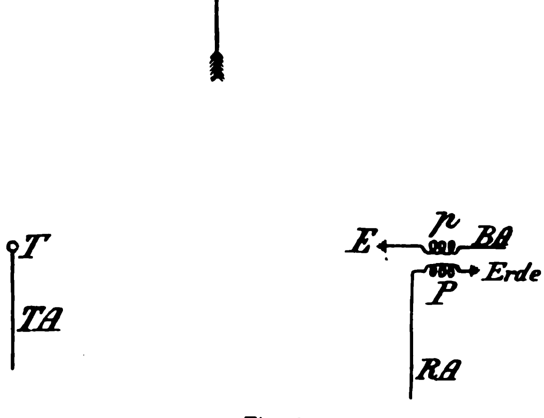


Fig. 3.

können die Phasen in Übereinstimmung gebracht werden. Andererseits erzeugen, wie schon erwähnt, die Schwingungen von der entfernten Station eine viel größere Wirkung in RA als in BA und werden also den Empfänger betätigen.

Wenn es aus lokalen Gründen schwierig ist, BA nach Wunsch zu placieren, so kann die Phase durch die Wirkung von zwei oder mehr „balancing aerials“ oder durch andere bekannte Phasenverschiebungsmethoden korrigiert werden.

Gute Resultate wurden erzielt mit einem Abstand der Sender- und Empfängerapparate von 0,4 % der Entfernung zwischen den Stationen. Für den in verschiedener Weise möglichen Anschluß des Empfängers an RA und BA muß auf alle Fälle die Länge des „balancing aerial“, seine Selbstinduktion, Kapazität, Widerstand und

Koppelung so adjustiert werden, daß die Periode, Phase und Dämpfung der in ihm und im Empfängerluftdraht durch den zugehörigen Sender erzeugten Schwingungen so genau wie möglich gleich sind.

III.

Herr Dr. Heinr. Löwy machte in der Phys. Ztschr. 12, 1001, 1911 folgende Äußerungen über angestellte Versuche:

Nun ist es aber sehr leicht, einen derartigen „Sender-Empfänger" zu konstruieren: man legt einfach durch einen Kontaktapparat abwechselnd den Sende- und Empfangsapparat an die Antenne. Bedingung ist, daß der Empfänger nicht früher an die Antenne angelegt wird, als bis die Senderschwingung vollkommen erloschen ist; eine einfache Abschätzung zeigt, daß das für die in Betracht kommenden Kontaktwechsel im allgemeinen möglich sein muß. Zugleich ist eine Methode zum simultanen Geben und Empfangen gefunden, was für die Praxis der drahtlosen Telegraphie von Wert sein könnte.

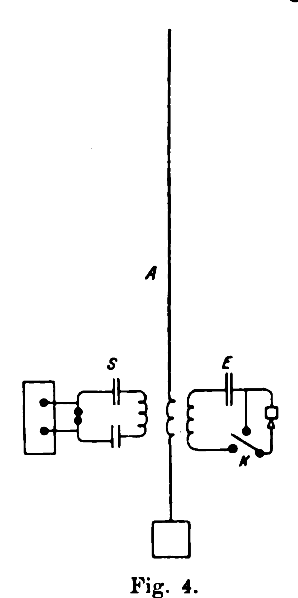


Fig. 4.

Ich habe einen Vorversuch für den Fall induktiver Schaltung ausgeführt. *S* ist der Sender, *E* der Empfänger, *A* eine ca. 15 m hohe geerdete Antenne; *K* der Kontaktapparat, der den Empfangskreis abwechselnd schließt und öffnet. Einem freundlichen Vorschlage von Herrn Dr. H. Busch folgend, habe ich den Synchronismus zwischen *S* und *E* in der Weise hergestellt, daß der Kontaktapparat auf die Achse des Quecksilberturbinenunterbrechers im Primärkreis des Senderinduktors gesetzt wurde. Mit dieser Anordnung habe ich im Institut für angewandte Elektrizität in Göttingen Signale aus der benachbarten „Versuchsstation für Marine und Heer" bei gleichzeitigem Betrieb des Senders auffangen können.

E.

(Eingesandt 11. Februar 1913.)

Der erste funkentelegraphische Erfolg zwischen Deutschland und Amerika. Seit Ende Januar dieses Jahres finden Versuche zwischen der Telefunkenstation in Nauen bei Berlin und deren im Besitz der Atlantic Communication Co., New-York, befindlichen Station Sayville auf Long Island statt. Die Versuche sind insofern erfolgreich gewesen, als es zum erstenmal seit Bestehen der Funkentelegraphie gelang, funkentelegraphische Mitteilungen auf der Linie New-York—Berlin über den Ozean zu senden. Die hierbei überbrückte Entfernung beträgt ca. 6500 km, während die Distanz zwischen Irland und Kanada, wo bereits seit Jahren eine Marconiverbindung im Betrieb ist, ca. 3200 km beträgt.

Die Versuche der Telefunkengesellschaft werden weiter fortgesetzt, um die nötigen Unterlagen zur Einrichtung eines regulären Nachrichtendienstes zu sammeln. E.

(Eingesandt 15. Mai 1913.)

Radiotelegraphische Bildtelegraphie und Telautographie. Drahtlos Bilder zu übertragen, ist auf verschiedene Weise möglich (vgl. darüber z. B. den betreffenden Abschnitt in dem Korn-Glatzelschen Handbuch der Phototelegraphie und Telautographie). Die wesentliche Schwierigkeit für eine praktische Methode liegt in einer genügend großen Übertragungsgeschwindigkeit. Prof. A. Korn (Berlin-Wilmersdorf) hält seine ihm unter Nr. 233288 patentierte Methode zur „elektrisch drahtlosen Übertragung von Handschriften, Strichzeichnungen und anderen graphischen Darstellungen sowie Halbtongravüren, bei welcher ein Bakewellscher Geber verwendet wird" hierfür am geeignetsten. Wir entnehmen der Patentschrift folgendes:

Gegenstand vorliegender Erfindung ist eine elektrische drahtlose Übertragung von Handschriften, Strichzeichnungen und anderen graphischen Darstellungen sowie Halbtongravüren, bei welcher ein Bakewellscher Geber verwendet wird. Das Wesen der vorliegenden Erfindung besteht darin, daß auf der Empfangsstation die Aufzeichnungen mit Hilfe eines am Schluß der Beschreibung näher erläuterten Saitengalvanometers (nach den Patenten Nr. 186369 und Nr. 210825) in einer Schaltung erfolgen, bei welcher, wenn der Geberstift von einer nichtleitenden zu einer leitenden Stelle des Bildes übergeht oder umgekehrt, eine Ablenkung des Saitengalvanometers durch Gleichstrom erfolgt.

Auf der Zeichnung ist eine Ausführungsform der Erfindung dargestellt, und zwar zeigt

Fig. 1 das Schaltungsschema und

Fig. 2 u. 3 zwei Ausführungsformen des verwendeten Galvanometers.

Es wird vorausgesetzt, daß mit ungedämpften bzw. schwach gedämpften Hertzschen Wellen telegraphiert wird, die auf eine bestimmte Schwingungsdauer möglichst genau abgestimmt sind. Im

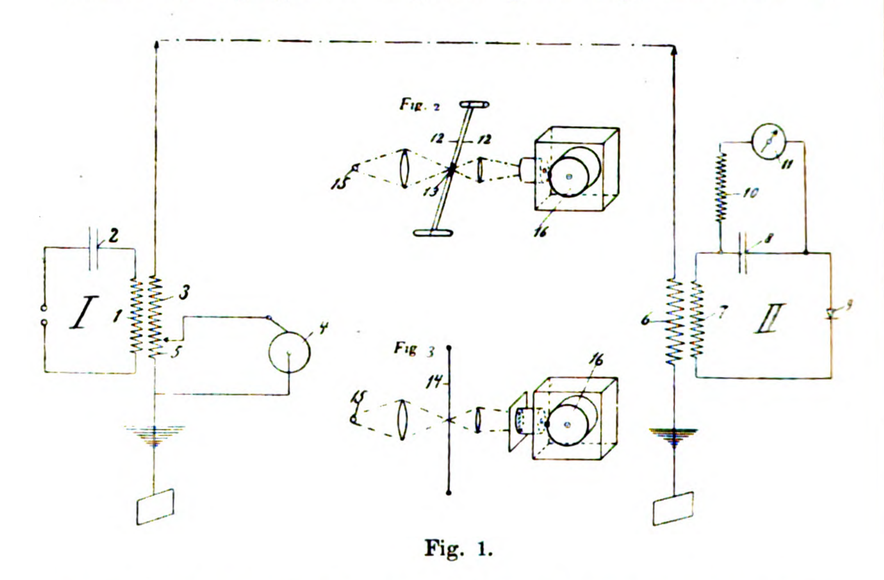


Fig. 1.

Geber werden in dem Primärkreis I mit einer Selbstinduktion 1 und einem Kondensator 2 ungedämpfte oder schwach gedämpfte Schwingungen erzeugt. Die Selbstinduktion 1 ist mit einer Selbstinduktion 3 gekoppelt, welche zwischen Erde und Antenne eingeschaltet ist; wenn diese Geberstation auf eine bestimmte Schwingungsdauer abgestimmt ist, kann man die Schwingungen verstimmen, indem man einen Teil 5 der Selbstinduktion 3 kurzschließt. Dies geschieht dadurch, daß die zu übertragende Handschrift, Strichzeichnung oder graphische Darstellung, welche in bekannter Weise mit nichtleitendem Material auf einer Metallfolie aufgetragen ist, um einen sich drehenden Zylinder 4 eines telautographischen Gebers Bakewellscher Art aufgewickelt ist. Jedesmal, wenn eine auf dem Zylinder 4 schleifende Metallspitze auf eine leitende Stelle der Folie kommt, wird der Teil 5 der Selbstinduktton 3

kurzgeschlossen, während das nicht der Fall ist, wenn die Spitze auf einen nichtleitenden Teil der Folie trifft.

Im Empfänger ist ein aperiodischer Kreis II vorgesehen, welcher aus einem Kondensator 8, einer Selbstinduktion 7 und einem Detektor 9 (Thermodetektor o. dgl.) besteht; die Selbstinduktion 7 ist mit der Selbstinduktion 6 gekoppelt, die zwischen Antenne und Erde eingeschaltet ist. Parallel zu dem Kondensator 8 ist eine große Selbstinduktion 10 und ein Saitengalvanometer 11 von der nachstehend näher erläuterten Art geschaltet. Die Selbstinduktion 10 hat den Zweck, die ankommenden, in ihrer Richtung wechselnden Ströme von dem oder den Galvanometern 11 fernzuhalten bzw. zu dem Galvanometer nur Ströme einer bestimmten Richtung zuzulassen, so daß das Galvanometer nur Ausschläge nach einer bestimmten Seite ausführen kann. Bei richtiger Abstimmung des Empfängers auf die vom Geber ankommenden Hertzschen Wellen wird das Saitengalvanometer 11 jedesmal eine Ablenkung erfahren, wenn die Tastspitze im Geber auf einer nichtleitenden Stelle der Folie sich befindet, während keine Ablenkung stattfinden wird, wenn die Tastspitze im Geber auf einer leitenden Stelle der Folie sich befindet.

Das Saitengalvanometer besteht nun entweder aus zwei Bändern 12, auf denen ein Blättchen 13 aufgeklebt ist (Fig. 2), oder aus einem einzelnen Faden 14, welcher vor einer länglichen, schmalen Öffnung schwingt (Fig. 3). Das Blättchen 13 und der Faden 14 gestatten oder verhindern den Zutritt des Lichtes von der Lichtquelle 15 zu dem Empfangsfilm auf dem Zylinder 16.

Auf diese Weise kann mit Hilfe des Saitengalvanometers das Bild auf der Folie des Gebers reproduziert werden, in derselben Art, wie es in den oben genannten Patenten ausgeführt worden ist.

Bezüglich der Synchronismuseinrichtung sei erwähnt, daß das Synchronismuszeichen zu Beginn jeder Umdrehung gleichfalls durch Aufhebung des die Selbstinduktion 5 kurzschließenden Kontaktes besorgt wird.

Prof. Korn und sein Mitarbeiter Prof. Glatzel sind noch mit der Durchbildung und Vereinfachung der Apparatur beschäftigt.

In letzter Zeit waren ferner in den Zeitungen eine Reihe von Artikeln zu lesen, die eine Methode genannt „Radiotéléiconographie“ zu gleichen Zwecken betrafen. Wir haben auf Anfrage von dem Erfinder Francesco De-Bernochi (Turin) nur die Mitteilung erhalten können, daß seine Versuche kürzlich im Beisein von Technikern aus dem Kriegsministerium auf der 150 km langen Strecke Mailand—Turin

erfolgreich ausprobiert worden sei, daß aber aus Patentrücksichten nähere Angaben über die Methode und Apparatur erst später gemacht werden könnten. E.

(Eingesandt 1. Oktober 1912.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D. R. P. Nr. 259861 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft eine Sendestation für drahtlose Telegraphie mit tönenden Funken. Das Wesen dieser Anordnung besteht darin, daß zwecks Veränderung der Tonhöhe die Anzahl der in den Schwingungskreis eingeschalteten Funkenstrecken verändert wird, und daß die genauere Abstimmung des durch die Zu- oder Abschaltung von Funkenstrecken erzeugten Tones durch in den Speisestrom eingeschaltete, zweckmäßig regelbare Widerstände erfolgt.

Dr. Rudolf Goldschmidt in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 257141 ein Verfahren zum Empfang hochfrequenter elektrischer Ströme schützen lassen; hierbei wird mit Hilfe einer asynchrom rotierenden Kommutatormaschine (oder deren mehrere in Kaskade) die Hochfrequenz in eine für den Empfangsapparat passende Nieder- oder Mittelfrequenz umgewandelt. Der Kommutator kann dabei auch durch eine einfache Zackenscheibe ersetzt werden.

Das D. R. P. Nr. 259184 der C. Lorenz Aktien-Gesellschaft in Berlin betrifft eine weitere Ausbildung der durch D. R. P. Nr. 213462 (vgl. Jahrb. **3**, 323) geschützten variablen Empfangsschaltung für Strahlentelegraphie, die bezweckt, die Vorteile der direkten und indirekten Schaltung zu vereinigen. Fig. 1 stellt die Anordnung nach dem Zusatzpatent Nr. 259184 für Zylinderspulen, Fig. 2 für Flachspulen dar; diese Koppelungsvorrichtung gestattet, die Koppelung zwischen der Spule (*I*), in welche die Hochfrequenz zuerst hineinwandert oder welche die Energie zuerst liefert, und der Spule (*III*), welche die Energie aufnimmt, Null oder annähernd Null zu machen. Die Kennzeichen dieser Koppelungsvorrichtung bestehen darin, daß bei indirekter Schaltung unter Verwendung von Zylinderspulen mit schräg zur Zylinderachse angeordneter Spulenachse (Fig. 1) die Ebenen dieser Spulen (*I* und *III*) durch Drehung der Zylinder um ihre mit der Achse der Zwischen-

spule (*II*) zusammenfallende gemeinsame Achse senkrecht aufeinander gestellt werden und bei Verwendung von Flachspulen (Fig. 2) die gegenseitige Lage der Spulen (*I* und *III*) so gewählt wird, daß die kleinste gegenseitige Induktion vorhanden ist, wobei die entsprechenden (Primär- und Tertiär-) Spulen zwangläufig miteinander verbunden sind.

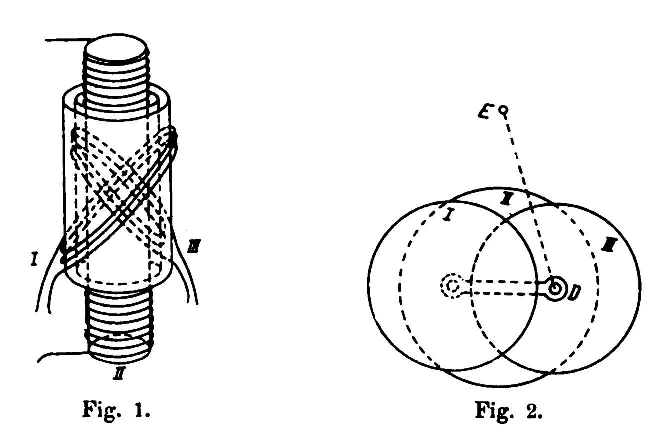


Fig. 1. Fig. 2.

Der Kontaktdetektor für elektrische Schwingungen nach D. R. P. Nr. 257717 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin stellt eine Ausführungsform des Kontaktdetektors mit Molybdänglanzelektroden nach dem Hauptpatent Nr. 254587 (vgl. Jahrb. 6, 591) dar. Sie ist in Fig. 3 im Querschnitt und in Fig. 4 im Grundriß dargestellt. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die Gegenelektrode (6) für die Molybdänglanzschicht (4) als eine das wellenempfindliche Material umgebende Schutzhülse (5) ausgebildet ist, aus der eine Zunge (6) herausgeschnitten und federnd gegen dieses Material abgebogen ist. Die Schutzhülse ist dabei, wie aus Fig. 4, ersichtlich um einen außerhalb ihrer Drehachse liegenden Punkt (7) schwenkbar angeordnet, so daß die federnde Zunge (6) von dem wellenempfindlichen Material abgehoben und infolgedessen der dieses Material tragende Stift (3) achsrecht herausgenommen werden kann.

Einen einstellbaren luftabgeschlossenen Detektor für elektromagnetische Wellen mit einer wellenempfindlichen Kontaktstelle zwischen einer Mineralelektrode (*i* in Fig. 5) und einer punktförmigen Gegenelektrode (*h*) betrifft das D. R. P. Nr. 256970 von Robert Herzog in Stuttgart. Hierbei kann der Druck, mit dem sich die Elektroden berühren, durch Gewichtszu- und -abnahme beliebig geregelt werden; dies erfolgt in

der Weise, daß die eine Elektrode (*h*) unter Zuhilfenahme einer Spirale (*c*) o. dgl. federnd aufgehängt ist und einen Behälter (*g*) trägt, der durch Neigen des Detektors aus einem Vorratsbehälter (*f*) mit Quecksilber oder einer anderen geeigneten Flüssigkeit oder einem pulver-

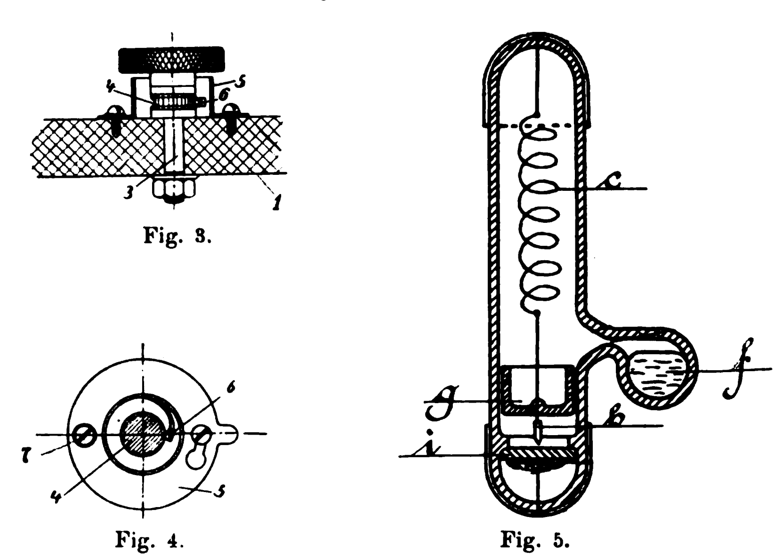


Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

oder schrotförmigen festen Material ganz oder teilweise gefüllt werden kann; durch Abfließenlassen des Quecksilbers o. dgl. können die Elektroden auch ganz außer Berührung gebracht werden.

(Eingesandt 16. Mai 1913.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

J. Herrmann, Elektrotechnik IV (Einführung in die Starkstromtechnik). Sammlung Göschen Nr. 657. G. J. Göschensche Verlagshandlung, Leipzig 1913. Geb. M. —.90

Christian Mezger, Die Chemie als mathematisches Problem. Verlag von G. Scriba, Metz 1913.

Leopold v. Pfaundler, Die Physik des täglichen Lebens. 3. Aufl. Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart und Berlin 1913. Geb. M. 5.—

Deutsches Museum (München), Verwaltungsbericht, 9. Geschäftsjahr 1911/12.

P. Langevin et **M. de Broglie**, La théorie du rayonnement et les quanta. Rapports et discussions de la Réunion tenue à Bruxelles, du

30 octobre au 3 novembre 1911, sous les auspices de E. Solvay. Verlag Gauthier-Villars, Paris 1912.

H. Wieleitner, Schnee und Eis der Erde (16. Band der Bücher der Naturwissenschaften herausgegeben von Prof. D. Siegmund Günther). Verlag Philipp Reclam jun., Leipzig 1913.

Wireless World (Marconi Company) Vol. 1, Nr. 2, May 1913.

AEG-Zeitung, Mai 1913.

Peter Lebedew, Die Druckkräfte des Lichtes (Oswalds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 188). Verlag von Wilhelm Engelmann, Leipzig 1913. Geb. M. 1.80

M. Radakovic, Über die Bedingungen für die Möglichkeit physikalischer Vorgänge (Das Gesetz der Erhaltung der Energie und das Gesetz der Vermehrung der Entropie). Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1910. M. 1.40

Siegfried Herzog, Elektrische Apparate und Apparatenanlagen. Verlag Friedrich Gutsch, Karlsruhe 1913. Geb. M. 20.—

(Eingesandt 16. Mai 1913.)

Literaturverzeichnis.

Addey, F., Elektrot. Ztschr. **34**, 534, 1913 (Ref. über Electrician **70**, 586, 1912). Gerichtete drahtlose Telegraphie.

Allen, A. O., Phil. Mag. Vol. 25, Nr. 148, S. 520, 1913. On measurements of inductance.

Barkhausen, H., Die Naturw. Heft 15, S. 359, 1913. Telephonie ohne Draht.

Bayette, L'Électricien Nr. 1164, S. 244, 1913. L'état actuel de la télégraphie sans fil.

Beyer, Hm., Techn. Rundschau (des Berliner Tageblatts) Nr. 16, 1913. Über das Fortrücken von Antennentürmen.

Bouthillon, La Lum. Él. Tome XXII (2) **45**, 1913 (Ref. über Ann. des Postes, Télégraphes et Téléphones Decbr. 1912). Télégraphie sans fil à grandes longueurs d'ondes.

Cole, A. D., Phys. Rev. (2) **1**, 2, 1913. Diffraction and secondary radiation with electric waves of short wave-length.

Curtis, Austen M., Electrician 71, 143, 1913. Effect of the moon on wireless telegraphy.

Curtis, H. L. u. **Grover, F. W.,** Electrician 71, 140, 1913. Resistance coils for alternating current work.

Dibbern, Ernst, Ann. Phys. **40**, 935. 1913. Quantitative Untersuchungen über Koppelungswellen mittels des Helmholtzschen Pendelunterbrechers.

Garbasso, Antonio, Mem. di Torino **63**, 257, 1913. Eccitatori di Hertz con spettro d' emissione a più righe.

Grover, F. W. s. Curtis, H. L.

Hickman, Belcher H. R., Electrician **71**, 143, 1913. A physiological wireless relay.

Hovland, A. N., Elektrot. Ztschr. **34**, 380, 1913. Über neue Versuche mit drahtloser Geheimtelegraphie mit Typendruck.

Hüter, W. s. Lindemann, R.

Jentsch, Otto, Elektrot. Ztschr. **34**, 407, 1913. Drahtlose Telegraphie und Telephonie.

Lefeuvre, Electrician **71**, 93, 1913. A physiological radio receiver.

Lindemann, R. u. **Hüter, W.,** Ber. D. Phys. Ges. **15**, 219, 1913. Über den Skineffekt von Flachspulen und kurzen Zylinderspulen bei schnellen elektrischen Schwingungen.

Lindman, Karl F., Ann. Phys. **40**, 992, 1913. Über sekundäre elektrische Schwingungen.

Ludewig, Paul, Dingl. Polyt. J. Heft 18, S. 273, 294, 326, 1913. Moderne Probleme der drahtl. Telegraphie.

Lyle, Thomas R., Phil. Mag. Vol. 25, Nr. 148, S. 567, 1913. On an exact mechanical analogy to the coupled circuits used in wireless telegraphy, and on a geometrical method of interpreting the equations of such circuits.

Marchaud, H., Journ. Télégr. Vol. XXXVII, Nr. 3, S. 49, 1913. Système radiotélégraphique Dubilier.

Marchant, E. W., Proc. Roy. Soc. Nr. A 603, S. 254, 1913. An investigation into the magnetic behaviour of iron and other metals under the oscillatory discharge from a condenser.

Mayer, Erich, Phys. Ztschr. **14**, 394, 1913. Die elektrometrische Methode der Leistungsmessung bei den Frequenzen der drahtlosen Telegraphie.

Moretti, Riccardo, La Rev. Él. Nr. 223, S. 314, 1913. Nouveau détecteur d'oscillations électriques.

Lord Rayleigh, Phys. Ztschr. **14**, 313, 1913 (nach Proc. Roy. Soc.). Die Wirkung von Verbindungsstellen auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen längs Leitern.

Schmidt, J., Helios Nr. 18, 19 (vgl. ebenda Nr. 5—11) 1913. Die Resonanzinstrumente, ihre konstruktive Entwickelung und Anwendungsgebiete.

Schmidt, K. E. F., Sitzungsber. d. math.-phys. Kl. d. K. B. Ak. d. Wiss. Heft III, 1912, S. 444. Verwendbarkeit des Barretters für Untersuchungen des Einflusses der luftelektrischen Zustände auf die Strahlung elektrischer Wellen.

Simon, H. Th., Sitzungsber. d. math.-phys. Kl. der K. B. Ak. d. Wiss., Heft III, 1912, S. 441. Prinzip und Methode der Messungen u. Organisation des Dienstes zur Erforschung luftelektrischer Verhältnisse mittels drahtloser Telegraphie.

Still, Alfred, Electrical World Vol. **61**, Nr. 15, S. 779, 1913. Surges, standing and travelling waves on overhead transmission lines.

Taylor, A. H., Phys. Rev. (2) 1, 244, 1913. Optimum wave length in radiotelegraphy.

Thurn, H., Elektrot. Ztschr. **34**, 529, 1913. Umschalter für funkentelegraphischen Doppelempfang.

Turpain, Albert, C. R. Tome **156**, 1150, 1913. Réception au morse de radiotélégrammes et inscription photographique simultanée (vgl. auch Soc. Internat des Électriciens Tome III (3), Nr. 24).

Wagner, Karl Willy, Ann. Phys. **40**, 817, 1913. Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika.

Wedding, Elektrot. Ztschr. **34**, 429, 1913. Adolf Slaby †.

Záviška, Franz, Ann. Phys. **40**, 1023, 1913. Über die Beugung elektromagnetischer Wellen an parallelen unendlich langen Kreiszylindern.

(Eingesandt 16. Mai 1913.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 7. 1913. Heft 3.

Zur Theorie der sogenannten Löschfunkenwirkung in gekoppelten elektrischen Schwingungskreisen.

Von **H. Warfvinge.**

(Schluß.)

B. Experimenteller Teil.

Die folgende Untersuchung wurde im Physikalischen Institut der Universität Upsala ausgeführt.

Es sollte der Zusammenhang zwischen der Löschwirkung und der Koppelung, und zwar in Anschluß an die theoretische Überlegung in erster Linie in der Nähe des kritischen Punktes untersucht werden. Dabei wollte ich durch Einschalten mäßiger Ballastwiderstände im Primärkreise den theoretischen Verhältnissen möglichst nahe kommen. Da es wegen der Unbestimmtheit von $\varkappa_1$ nicht leicht war, die kleine Dissonanz $x = \Theta$ im kritischen Punkte (siehe S. 142) herzustellen, so wurde angenommen, daß die Verhältnisse im Resonanzfalle und bei der kritischen Koppelung $k = \frac{\varkappa_1 - \varkappa_2}{2\pi}$ denselben in dem sehr naheliegenden kritischen Punkte ähnlich seien. Es wurden mit dieser Vereinfachung Koppelungskurven (siehe S. 131) in der Weise aufgenommen, daß der Integraleffekt im Sekundärkreise II aber außerdem auch gleichzeitig durch einen zweiten Beobachter der Integraleffekt in dem mit dem Sekundärkreise extrem lose gekoppelten Meßkreise M aufgenommen und in Abhängigkeit des Koppelungsgrades aufgetragen wurde. Es wurde dadurch möglich, direkt aus den Koppelungskurven die Punkte der guten Löschwirkung zu erkennen, und zwar aus den Maxima der Kurve α_m / α_{II} [1]). Das Auftreten der Löschwirkung wird wohl im

1) α_m und α_{II} sind die Ausschläge der mit Thermoelementen verbundenen Galvanometer und proportional dem Integraleffekte im Meßkreis resp. Sekundärkreis.

allgemeinen eine Vergrößerung sowohl von α_{II} wie von α_m zur Folge haben, aber dabei muß ja der nach der auftretenden Extrawelle abgestimmte Meßkreis begünstigt werden. In der Tat zeigte es sich, daß die Maxima der drei Kurven für α_m, α_{II} und α_m/α_{II} mit seltener Ausnahme gleichzeitig eintreten.

Die Versuchsanordnung war gleich der durch Fig. 1 dargestellten, nur daß noch ein Thermoelementenkreis, und zwar mit dem Sekundärkreis gekoppelt, hinzugefügt zu denken ist.

Primärkreis (Stoßkreis): Die Selbstinduktion betrug 31 530 cm. Die Kapazität bestand aus zwei hintereinander geschalteten Leidener Flaschen von zusammen 525 cm. Im Kreise konnten zwei Ballastwiderstände von 23,0 und 15,7 Ohm eingeschaltet werden. Die entsprechenden Zusatzdekremente waren 0,311 resp. 0,212. Als Elektroden der Funkenstrecke dienten Kugeln aus Zink und Silber von 1,4 cm Durchmesser.

Sekundärkreis (Schwingungskreis): Die Selbstinduktion war 8220 cm. Die Kapazität wurde durch zwei hintereinander geschaltete Petroleumkondensatoren gebildet. Parallel einem derselben war noch ein kleiner Drehkondensator mit Petroleumfüllung geschaltet. Dadurch konnte die Abstimmung innerhalb kleiner Grenzen geändert werden.

Meßkreis: Die Selbstinduktion war 63 740 cm. Der Luftkondensator bestand aus zwei parallelen zirkulären Platten von 18 cm Durchmesser, deren Abstand mittels einer Mikrometerschraube reguliert werden konnte. Die Gradierung der letzteren wurde kontrolliert mit Hilfe einer sehr kleinen Stahlkugel, welche an einem 0,02 mm Platindraht gelötet war und äußerst leicht, also ohne Verbiegung der Befestigungen der Platten, zwischen letzteren festgeklemmt werden konnte. Der Durchmesser der Kugel wurde mit Mikrometer gemessen. Bei der Berechnung der Kapazität des Meßkondensators wurde die Streuung an den Rändern nach der Formel berücksichtigt:

$$c = \left\{ \frac{r^2}{\Delta_m} + \frac{r}{\pi} \left[ln \frac{16\pi r(\Delta_m + d)}{\Delta^2_m} - 1 + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{d}{\Delta_m} \cdot ln \frac{\Delta_m + d}{d} \right\} \frac{1}{36} \cdot 10^{-20} \text{ c. g. s.}$$

(r = Radius, Δ_m = Abstand, d = Dicke der Platten.)

Die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis konnte zwischen 0 und 51 % durch Verschiebung des ganzen Primärkreises geändert werden. Der Koppelungsgrad wurde für die stärkste und für eine mittlere Koppelung bei 4 mm F. L. durch Resonanzkurven

bestimmt, Fig. 10. Bekanntlich berechnet sich der Koppelungsfaktor nach der Drudeschen Formel (S. 141) aus der beobachteten Dissonanz der Koppelungswellen. Ferner wurde der relative Koppelungsgrad mit Gleichstrom nach der ballistischen Methode bestimmt.

Methode der Funkenerregung: Die Primärwickelung des Induktors wurde mit Gleichstrom über einen Handunterbrecher gespeist. Es erfolgte somit jedesmal bloß eine Unterbrechung. Das Thermoelement war aber hinreichend empfindlich, um trotzdem genügend große Ausschläge des Galvanometers zu bewirken. Die Methode könnte gewissermaßen als ballistisch bezeichnet werden. Es ist klar, daß je nach der

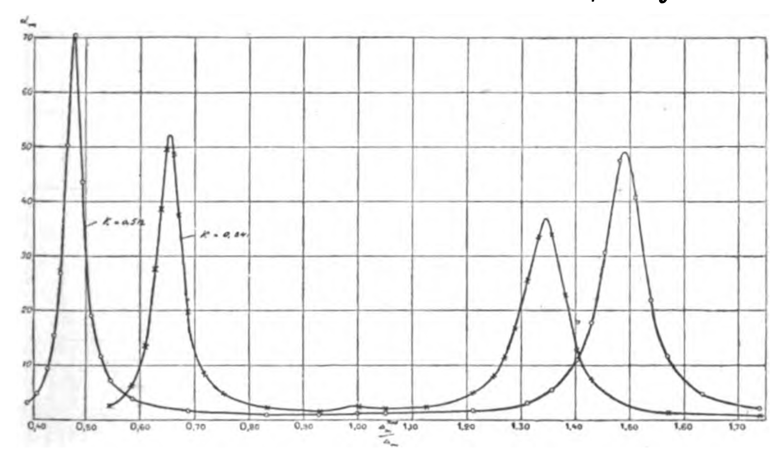


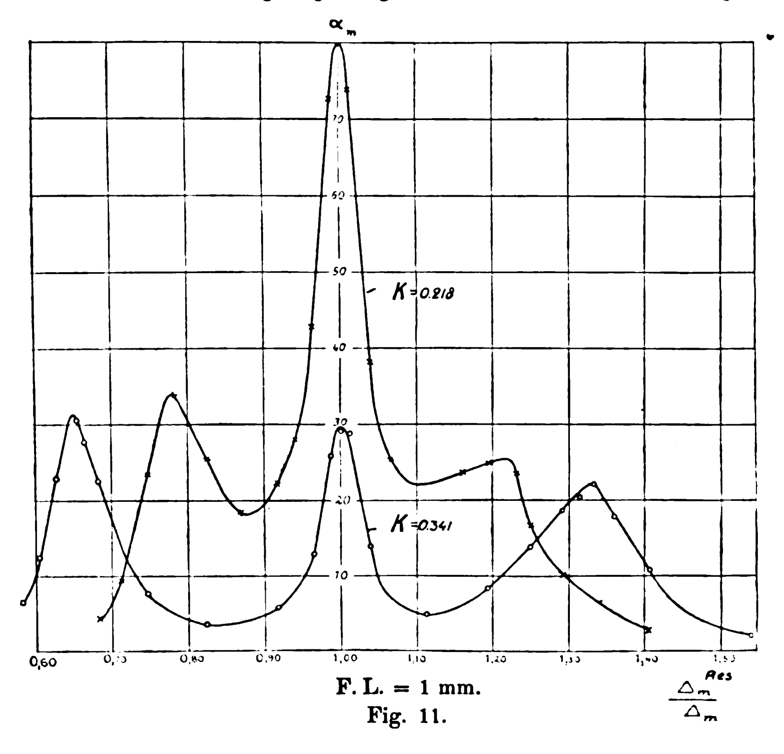
Fig. 10.

Stärke des primären Induktorstromes infolge der Schwingungen der Kreise der primären und sekundären Induktorwickelungen mehr oder weniger Funken überschlagen können, wodurch der Integraleffekt im Thermoelement geändert werden kann. Gewisse Stromstärken repräsentieren dann labile Zustände zwischen zwei um 1 verschiedene Funkenzahlen und müssen also zur Erlangung möglichster Regelmäßigkeit vermieden werden. Es kommt aber bei gewissen Koppelungen die schon besprochene Instabilität der Löschwirkung hinzu (S. 129/130). Die dadurch hervorgerufenen Unregelmäßigkeiten tragen aber zur Feststellung dieser Koppelungen bei und sind also nicht als ungünstig zu bezeichnen. Wahrscheinlich ist ferner, daß die Stabilität der Funkenzahl bei solchen Koppelungen, bei denen die Löschwirkung eine schnellere Entionisierung der Funkenstrecke bewirkt, auch beeinflußt wird.

Der Vorteil dieser Methode der Funkenerregung ist in erster

Linie, daß die Funkenelektroden sehr wenig oxydieren und ganz unmerklich erhitzt werden. Ferner können für jeden Kurvenpunkt viele Beobachtungen gemacht werden. Durch Mittelwertbildung können dann sehr gute Kurven erhalten werden. Die Fig. 10 diene als Probe der Regelmäßigkeit, die mit dieser Methode gewonnen wird.

Es scheint, als ob infolge der niedrigen Temperatur der Elektroden die Löschwirkung begünstigt werden sollte. So z. B. zeigt die



F. L. = 1 mm.

Fig. 11.

Fig. 11, wie die letztere schon bei fester Koppelung mit einer verhältnismäßig langen Zink-Funkenstrecke von 1 mm sehr deutlich hervortritt.

Dazu trägt wohl auch bei, daß die Primärkapazität verhältnismäßig klein und demzufolge die Stromamplitude ziemlich gering war.

Die Dekremente des Stoßkreises bei verschiedenen Funkenlängen und Ballastwiderstände wurden mittels Resonanzkurven nach der Bjerknesschen Methode trotz dem in gewissen Fällen flachen Verlauf der Kurven berechnet. Es hat aber in diesem Falle keinen Zweck,

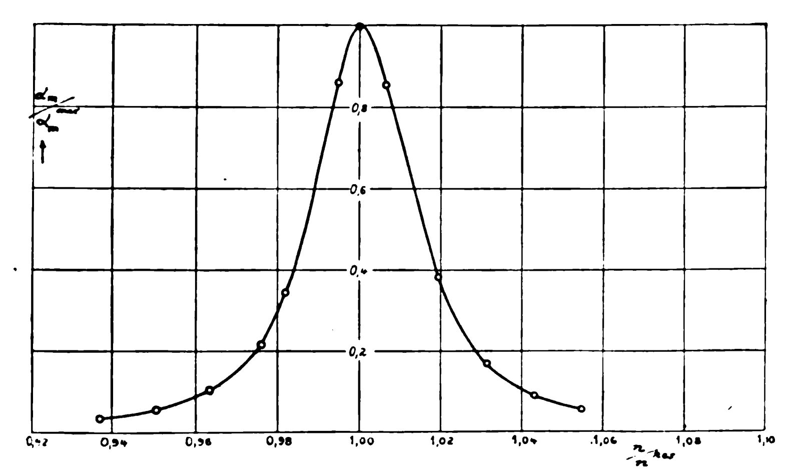
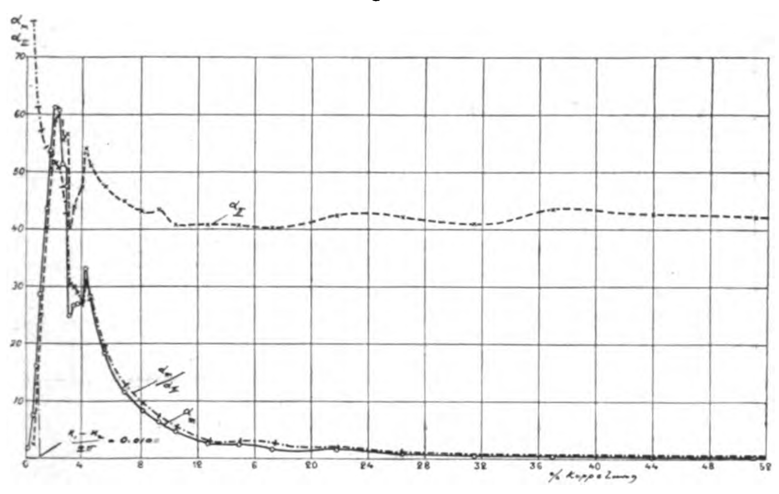


Fig. 12.

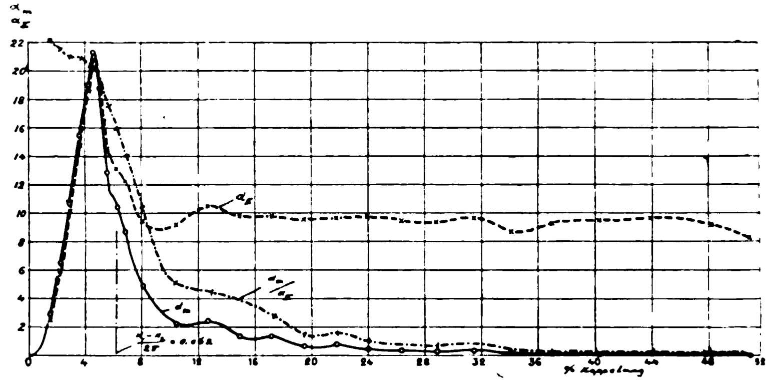


4 mm Zn. F. Str., Ball.-Widerst. = 0.
Fig. 13.

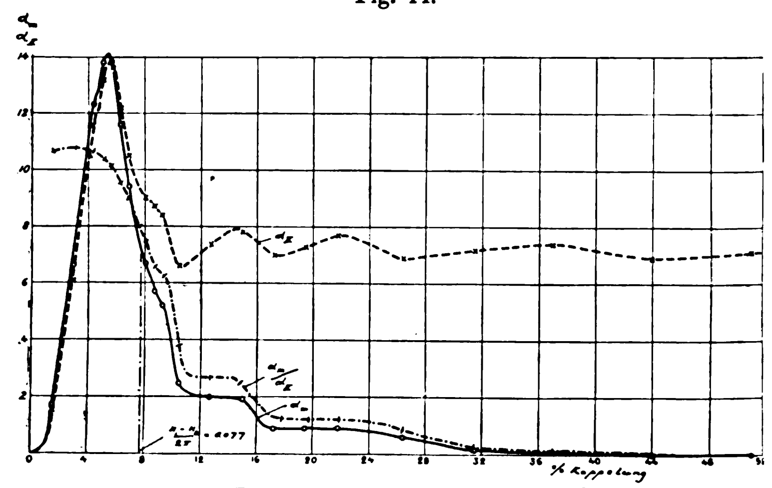
eine genauere Methode[1]) zu verwenden, weil infolge der Koppelung die Dekremente überhaupt vergrößert werden. Die folgenden Werte wurden ermittelt:

1) Eine solche wurde von Schmidt angegeben. Phys. Ztschr. 9, 13, 1908.





4 mm Zn. F. Str., Ball.-Widerst. = 15,7 Ohm.
Fig. 14.



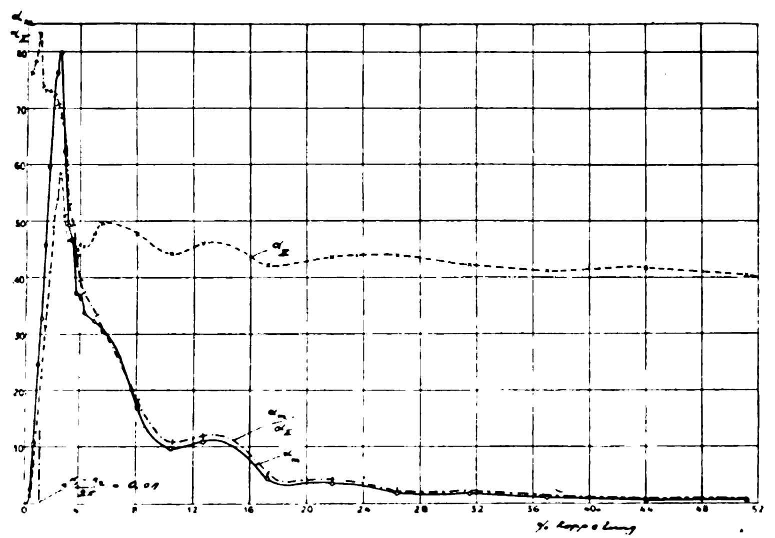
4 mm Zn. F. Str., Ball.-Widerst. = 23,0 Ohm.
Fig. 15.

1. Ballastwiderstand = 0

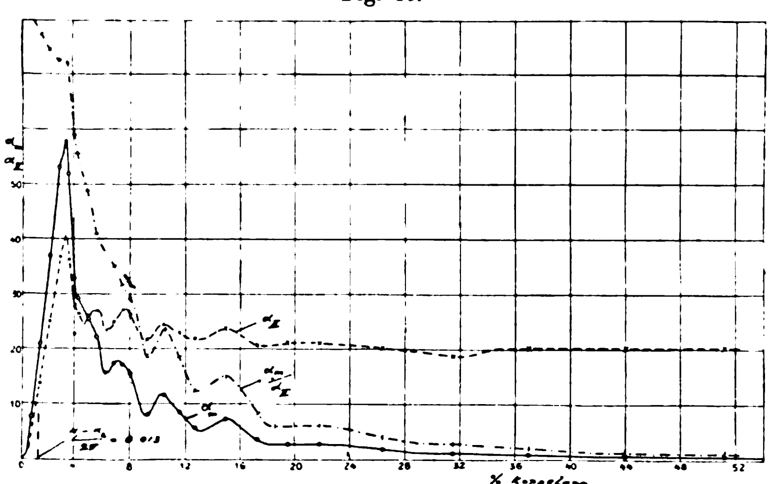
Funkenlänge mm	Zn	Ag
4	0,086	—
2	0,092	0,087
1	0,103	0,092
0,3	0,298	0,267

2. Ballastwiderstand = 15,7 Ohm
∴ Zusatzdekrement = 0,212

Funkenlänge mm	Zn	Ag
4	0,414	—
2	0,520	—
1	0,552	—
0,3	—	0,648



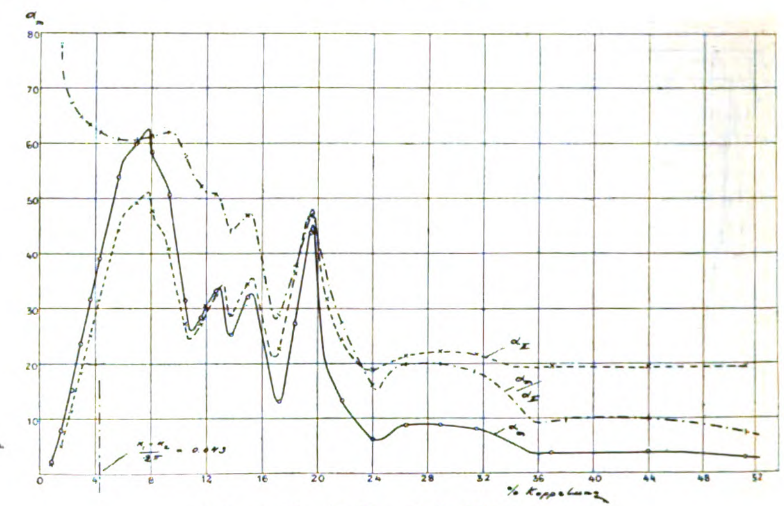
2 mm Zn. F. Str., Ball.-Widerst. = 0.
Fig. 16.



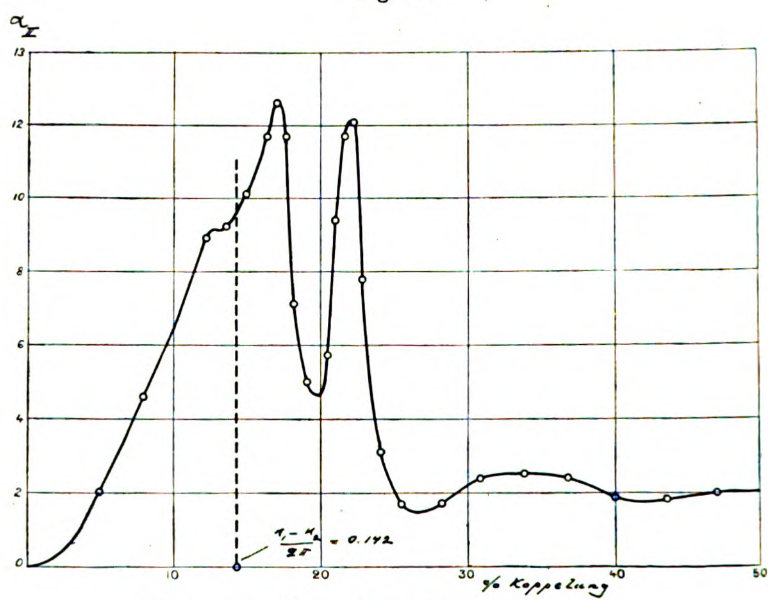
1 mm Zn. F. Str., Ball.-Widerst. = 0.
Fig. 17.

3. Ballastwiderstand = 23,0 Ohm
∴ Zusatzdekrement = 0,311

Funkenlänge mm	Zn	Ag
4	0,510	—
0,3	0,935	0,784

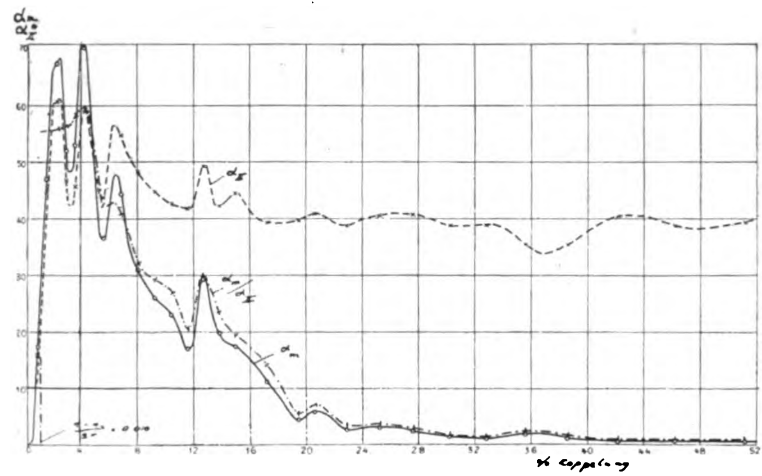


0,3 mm Zn. F. Str., Ball.-Widerst. = 0.
Fig. 18.

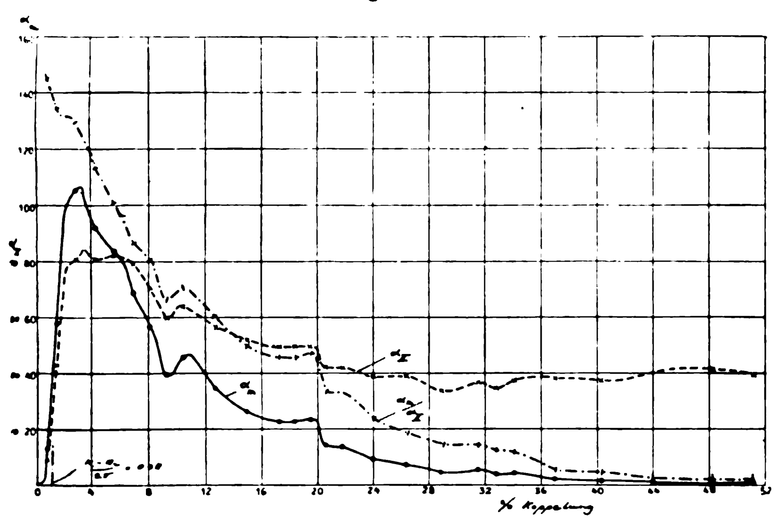


0,3 mm Zn. F. Str., Ball.-Widerst. = 23,0 Ohm.
Fig. 19.

Man sieht, daß die Dekremente der Silberfunkenstrecken etwas kleiner ausfallen als die der entsprechenden Zinkfunkenstrecken. Es

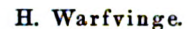


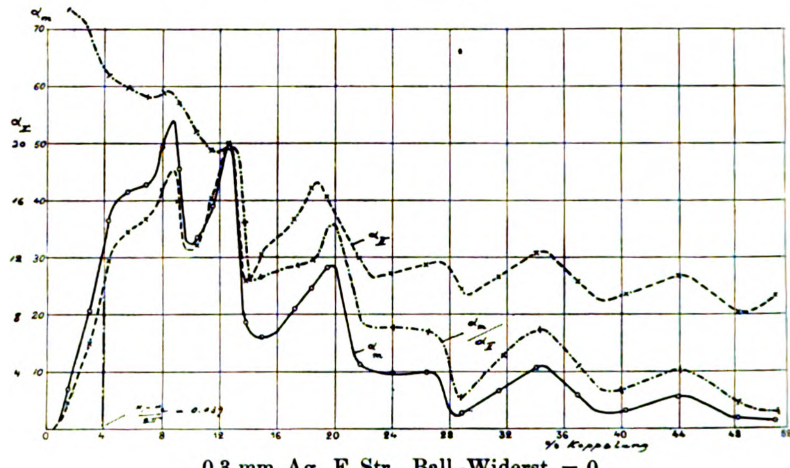
2 mm Ag. F. Str., Ball.-Widerstr. = 0.
Fig. 20.



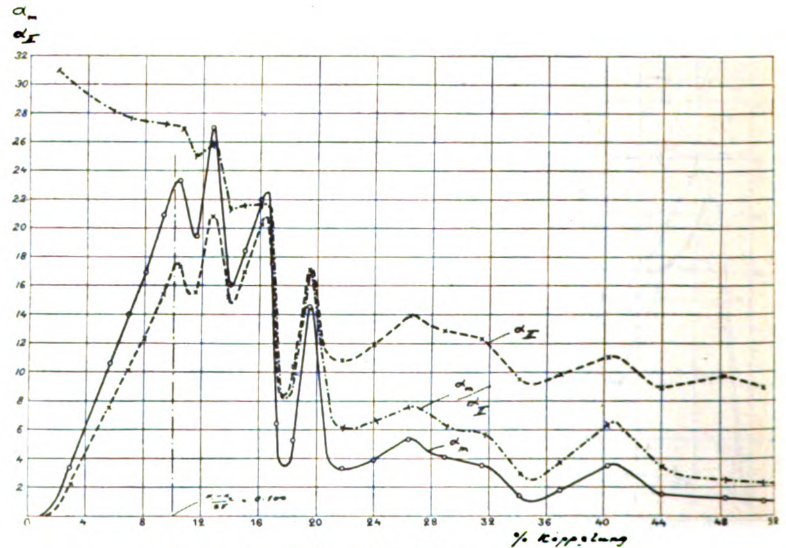
1 mm Ag. F. Str., Ball.-Widerst. = 0.
Fig. 21.

ist dies wohl auf die Funkenverzögerung zurückzuführen. Dieselbe ist, wie Wien nachgewiesen hat, viel größer bei Ag als bei Zn, und bewirkt eine Erhöhung des Funkenpotentials; infolgedessen wird auch die Stromstärke vergrößert und somit das Dekrement erniedrigt. Außerdem hat die Funkenvergrößerung speziell bei Silber Unregelmäßigkeiten





0,3 mm Ag. F. Str., Ball.-Widerst. = 0.
Fig. 22.



0,3 mm Ag. F. Str., Ball.-Widerst. = 15,7 Ohm.
Fig. 23.

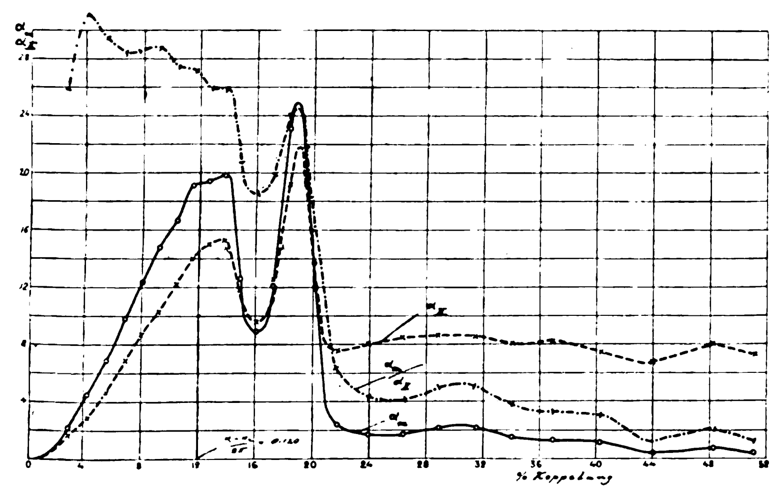
des Funkenpotentials zur Folge. Wien hat bei seinen Versuchen die Verzögerung durch Bestrahlung mit ultravioletten Strahlen aufgehoben. Dies wurde nicht von mir versucht.

Das Dekrement des Sekundärkreises wurde mit Stoßerregung bei

0,1 mm Silberfunkenstrecke und 9,9 % Koppelung aus der Resonanzkurve Fig. 12 zu 0,043 bestimmt.

Das Dekrement des Meßkreises war 0,047.

Die Koppelungskurven für α_m und α_{II} haben etwa den folgenden Verlauf, Fig. 13—26: Die Kurven steigen von 0 an anfangs sehr langsam, dann werden sie plötzlich geknickt und steigen so schnell und nahezu geradlinig bis ein absolutes Maximum erreicht wird, dem in einigen Fällen ein ziemlich verwaschenes relatives voranging. Bisher waren die Ausschläge sehr regelmäßig, jetzt aber werden sie bei schneller Abnahme der Kurve unregelmäßig oder aber verteilen sich

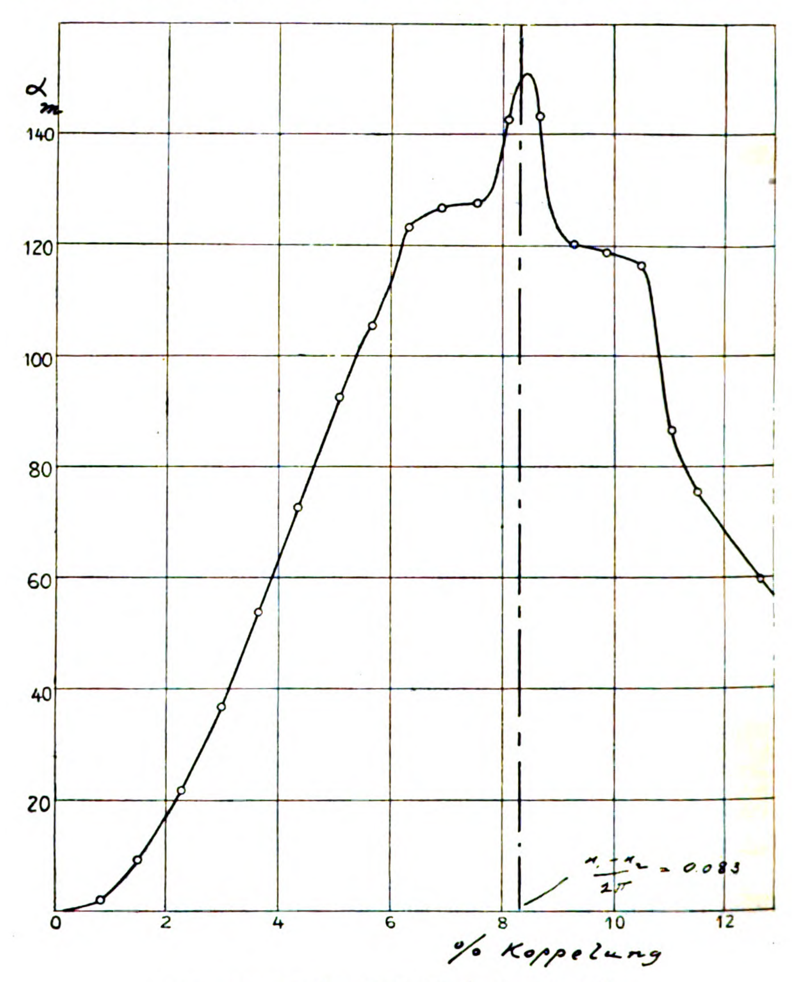


0,3 mm Ag. F. Str., Ball.-Widerst. = 23,0 Ohm.
Fig. 24.

die Beobachtungen für jeden Punkt[1]) in zwei Gruppen, welche den Werten des Maximums resp. des folgenden Minimums entsprechen. Bei immer fester werdender Koppelung folgen mehrere Maxima und Minima aufeinander. Dieselben sind bei den Funkenlängen 4, 2 und 1 mm ziemlich verwaschen, bei 0,3 mm aber und speziell bei Silberelektroden stark markiert, und zwar nähern sich im letzten Falle die Kurven dem Aussehen der Rieggerschen Kurven (siehe Fig. 4) für sehr kurze Kurvenlängen. Die Kurven für α_m/α_{II} zeigen mit wenigen Ausnahmen gleichzeitige Maxima mit den genannten Kurven, was dafür spricht, daß die Periodizität durch die Löschwirkung hervorgerufen

1) Vgl. S. 247, Methode der Funkenerregung.

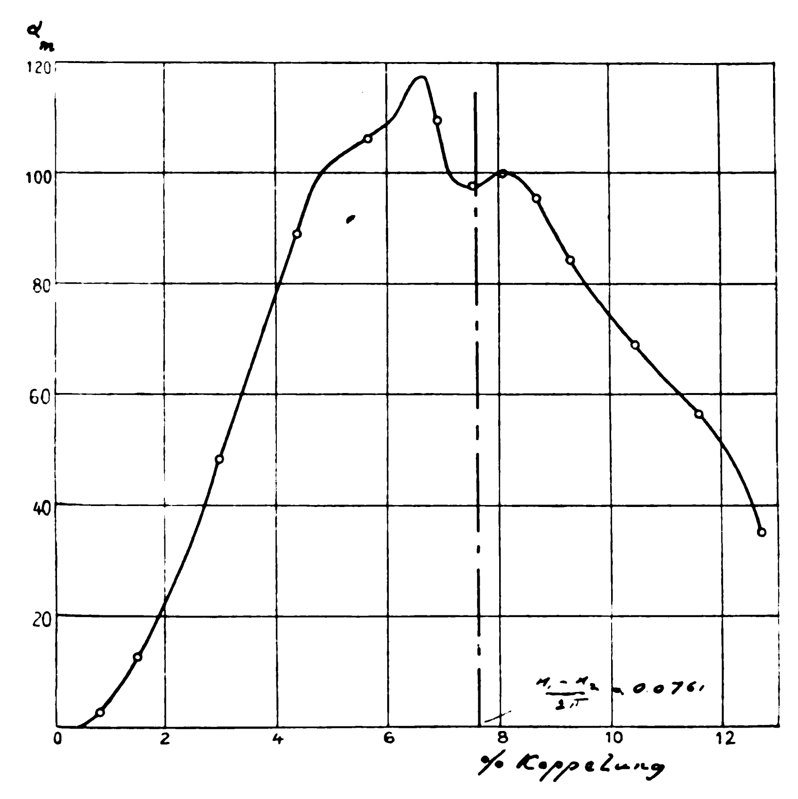
wird (siehe S. 245). Die nächstliegende Vermutung ist die, daß die Maxima den verschiedenen Graden der Löschwirkung entsprechen, welche durch das S. 129 besprochene Verschieben des Funkenlöschens zu immer



1 mm Zn. F. Str., Ball.-Widerst. = 15,7 Ohm.
Fig. 25.

späteren Minima der Stromschwebung bedingt sind. Dafür spricht auch die Stabilität der aufsteigenden Kurventeile und die Labilität der fallenden. Vielleicht kann auch die veränderliche Rückwirkung der

Entionisierung auf die Stabilität der Funkenzahl (siehe S. 247) eine Rolle spielen. Das Hinzukommen oder Ausbleiben eines Funkens könnte inzwischen nicht auf den Quotienten α_m / α_{II}, wohl aber auf α_m und α_{II} je für sich einen Einfluß ausüben.



2 mm Zn. F. Str., Ball.-Widerst. = 15,7 Ohm.
Fig. 26.

Die Lage des ersten Kurvenmaximums, welches in allen Fällen scharf markiert vorhanden war, wurde ohne Ballastwiderstände im Primärkreise immer bei festeren Koppelungen als der kritischen $k = \frac{\varkappa_1 - \varkappa_2}{2\pi}$ beobachtet. Es ist aber zu beachten, daß $\varkappa_1$ eben infolge der Koppelung größere Werte gegenüber denen des unbelasteten Primärkreises annimmt. Wenn die Ballastwiderstände eingeschaltet waren, fiel dagegen die Koppelung des ersten Maximums gut mit der

kritischen bei den Funkenlängen 0,3 und 1 mm zusammen. Bei 2 mm, aber noch mehr bei 4 mm Zinkfunkenstrecke schließlich wurde dasselbe sogar bei einer Koppelung gefunden, welche etwas loser war als die kritische. Letztere Tatsache läßt sich dadurch erklären, daß das Stromminimum in diesem Falle für das Abbrechen des Funkens zu groß ist, und zwar aus zwei Gründen: einerseits, weil die kritische Koppelung $k = \frac{\varkappa_1 - \varkappa_2}{2\pi}$ und somit das Stromminimum infolge der großen Dämpfung des Ballastwiderstandes ziemlich groß werden (S. 152) und andererseits, weil die Funkenspannung und somit die Stromamplitude überhaupt groß sind.

Die Untersuchung macht es nach dem oben Ausgeführten wahrscheinlich, daß die kritische Koppelung für das erste Maximum der Koppelungskurven eben den berechneten Einfluß (vgl. S. 132 und 151) auf das Zustandekommen der Löschwirkung hat, aber auch ganz allgemein dürfte es der Fall sein, daß die Schwebungsminima, in denen die Löschwirkung stattfindet, der stark ausgezogenen Form der Fig. 8 und 9 zustreben; denn es muß ja das wachsende Dekrement $\varkappa_1$ bei fester Koppelung immer den der vorhandenen Koppelung entsprechenden Wert $\left(\text{aus } k = \frac{\varkappa_1 - \varkappa_2}{2\pi}\right)$ annehmen. Dadurch würde also das Abbrechen des Funkens begünstigt werden.

Dem Direktor des Instituts Herrn Prof. Dr. G. Granqvist bin ich für seine erteilten Ratschläge und das liebenswürdigste Interesse den größten Dank schuldig.

Herrn Leutnant A. Hasselberg verdanke ich eine wertvolle Hilfe bei der Aufnahme der Koppelungskurven.

Upsala, Physikalisches Institut.

Resonanzkurve des Sekundärkreises bei 51,1 % Koppelung und 4 mm Zn			Resonanzkurve des Sekundärkreises bei 34,1 % Koppelung und 3 mm Zn			Resonanzkurve des Sekundärkreises bei 34,1 % Koppelung und 1 mm Zn			Resonanzkurve des Sekundärkreises bei 21,8 % Koppelung und 1 mm Zn		
Δ_m	$[\alpha_m]$mitt.[1]	$\frac{\Delta_m \text{res.}}{\Delta_m}$	Δ_m	$[\alpha_m]$mitt.[1]	$\frac{\Delta_m \text{res.}}{\Delta_m}$	Δ_m	$[\alpha_m]$mitt.[1]	$\frac{\Delta_m \text{res.}}{\Delta_m}$	Δ_m	$[\alpha_m]$mitt.[1]	$\frac{\Delta_m \text{res.}}{\Delta_m}$
0,357	0,8	2,229	0,457	0,7	1,740	0,466	0,7	1,707	0,566	2,7	1,406
0,457	2,0	1,740	0,507	1,4	1,570	0,516	2,0	1,542	0,616	10,2	1,291
0,407	3,9	1,955	0,557	7,4	1,429	0,566	10,7	1,406	0,636	16,6	1,250
0,487	4,8	1,634	0,567	12,9	1,403	0,586	17,6	1,358	0,646	23,5	1,232
0,497	7,4	1,600	0,577	22,8	1,380	0,596	22,4	1,335	0,666	24,8	1,195
0,507	11,6	1,570	0,587	34,0	1,356	0,606	20,3	1,313	0,686	23,6	1,160
0,517	21,9	1,539	0,597	33,6	1,333	0,616	18,7	1,291	0,716	20,7	1,112
0,527	40,7	1,510	0,607	25,6	1,311	0,636	13,9	1,250	0,746	25,2	1,066
0,537	47,5	1,481	0,617	16,7	1,290	0,666	8,5	1,195	0,766	38,2	1,039
0,547	30,6	1,454	0,627	11,4	1,265	0,716	4,9	1,112	0,786	73,9	1,012
0,557	17,7	1,429	0,637	7,7	1,250	0,766	14,0	1,039	0,806	72,7	0,988
0,567	10,9	1,403	0,657	4,9	1,211	0,786	28,9	1,012	0,826	42,9	0,964
0,587	5,4	1,356	0,707	2,3	1,125	0,796	29,3	1,000	0,846	27,9	0,941
0,607	3,0	1,311	0,757	2,0	1,051	0,806	25,9	0,988	0,866	22,3	0,919
0,657	1,7	1,211	0,797	2,4	0,999	0,826	12,9	0,964	0,916	18,4	0,869
0,757	1,2	1,051	0,857	1,6	0,929	0,866	5,8	0,919	0,966	25,3	0,824
0,797	1,2	0,999	0,957	2,4	0,832	0,966	3,6	0,824	1,016	33,7	0,783
0,857	0,9	0,929	1,057	4,9	0,753	1,066	7,7	0,747	1,066	23,4	0,747
0,957	0,9	0,832	1,107	8,7	0,718	1,166	22,5	0,683	1,116	9,5	0,713
1,157	1,7	0,688	1,157	20,0	0,688	1,196	27,7	0,665	1,166	4,8	0,683
1,257	3,9	0,586	1,187	37,6	0,670	1,216	30,7	0,655			
1,457	7,2	0,546	1,207	48,8	0,659	1,266	22,9	0,628			
1,507	11,7	0,528	1,227	49,6	0,648	1,316	12,5	0,605			
1,557	19,3	0,511	1,247	38,8	0,638	1,366	6,7	0,582			
1,607	43,6	0,495	1,267	27,7	0,627						
1,657	70,3	0,480	1,307	13,8	0,609						
1,707	50,2	0,466	1,357	6,3	0,586						
1,757	26,9	0,453	1,457	2,6	0,546						
1,807	15,4	0,440									
1,857	9,4	0,428									
1,957	4,7	0,407									
2,057	3,0	0,387									

Δ_m ist der Abstand der Platten des Luftkondensators im Meßkreise.

1) Vgl. S. 247, Methode der Funkenerregung.

Koppelungskurve bei 4 mm Zn F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 0			Koppelungskurve bei 4 mm Zn F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 15,7 Ohm			Koppelungskurve bei 4 mm Zn F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 23,0 Ohm			Koppelungskurve bei 2 mm Zn F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 0		
% Koppelung	$[\alpha_m]_{mitt.}$	$[\alpha_{II}]_{mitt.}$	% Koppelung	$[\alpha_m]_{mitt.}$	$[\alpha_{II}]_{mitt.}$	% Koppelung	$[\alpha_m]_{mitt.}$	$[\alpha_{II}]_{mitt.}$	% Koppelung	$[\alpha_m]_{mitt.}$	$[\alpha_{II}]_{mitt.}$
0,10	1,8	0,0	1,49	2,9	2,6	1,49	1,7	1,6	0,40	2,3	1,5
0,52	7,6	5,0	2,25	6,5	6,0	2,96	6,6	6,1	0,65	10,5	6,7
0,90	16,2	13,2	2,96	10,7	10,2	4,32	12,3	11,6	0,96	24,6	14,5
1,08	28,7	25,2	3,64	15,5	14,8	5,64	13,8	13,6	1,25	32,3	22,1
1,49	43,6	40,3	4,60	21,3	20,8	5,06	11,6	13,2	1,49	45,9	31,4
1,80	53,8	50,7	4,32	19,0	18,6	6,30	9,4	12,2	1,80	59,7	40,9
2,10	61,1	59,1	5,06	18,8	19,1	6,90	8,0	10,5	2,10	70,2	49,6
2,39	60,8	59,7	5,64	12,9	14,6	7,52	6,7	10,0	2,39	76,2	53,8
2,65	51,5	55,6	6,30	10,5	13,1	8,07	5,7	9,0	2,65	79,9	58,4
2,96	47,5	56,8	6,90	8,7	12,3	8,72	5,2	8,7	2,96	62,4	50,9
3,20	24,9	40,2	8,07	4,9	9,4	9,27	2,5	8,4	3,20	49,4	46,5
3,50	26,7	43,9	10,45	2,8	9,2	10,45	2,0	6,6	3,50	46,3	46,5
3,78	27,1	46,0	12,72	2,4	10,5	12,72	1,9	7,4	3,78	37,2	42,3
4,03	27,0	47,5	14,97	1,4	9,8	14,97	0,9	7,8	4,08	36,8	45,5
4,32	33,2	54,1	17,25	1,4	9,8	17,25	0,9	7,0	4,32	33,9	45,3
4,60	28,4	51,2	19,51	0,7	9,6	19,51	0,9	7,3	5,06	32,8	47,7
5,64	18,5	47,4	21,8	0,8	9,7	21,8	0,9	7,7	5,64	30,7	49,9
6,90	11,6	44,9	24,0	0,5	9,8	26,4	0,6	6,9	8,07	17,2	47,7
8,07	8,5	43,2	26,4	0,4	9,5	31,5	0,2	7,2	10,45	9,7	44,1
9,27	6,4	43,5	28,9	0,3	9,4	37,0	0,1	7,4	12,72	10,9	46,1
10,45	4,7	40,8	31,5	0,4	9,7	44,0	0,0	6,9	17,25	4,4	42,1
12,72	2,6	40,9	34,1	0,2	8,7	51,2	0,0	7,1	21,8	3,6	43,6
14,97	2,5	40,6	37,0	0,2	9,3				26,4	1,9	44,0
17,25	1,8	40,2	40,3	0,1	9,5				31,5	1,7	42,4
21,8	1,7	42,4	44,0	0,1	9,7				37,0	1,0	41,1
26,4	0,9	42,1	48,3	0,1	9,2				44,0	0,6	41,7
31,5	0,6	40,9	51,2	0,0	8,5				51,2	0,5	40,3
37,0	0,5	43,5									
44,0	0,3	42,7									
51,2	0,2	42,2									

Koppelungskurve bei 1 mm Zn F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 0			Koppelungskurve bei 0,3 mm Zn F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 0			Koppelungskurve bei 2 mm Ag F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 0			Koppelungskurve bei 1 mm Ag F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 0		
% Koppelung	$[\alpha_m]$mitt.	$[\alpha_{II}]$mitt.	% Koppelung	$[\alpha_m]$mitt.	$[\alpha_{II}]$mitt.	% Koppelung	$[\alpha_m]$mitt.	$[\alpha_{II}]$mitt.	% Koppelung	$[\alpha_m]$mitt.	$[\alpha_{II}]$mitt.
0,80	7,5	4,7	0,80	2,3	0,7	0,80	17,3	15,7	0,80	13,1	4,5
1,49	20,8	13,4	1,49	7,8	2,0	1,49	47,0	44,7	1,49	57,8	21,5
2,25	36,8	24,7	2,25	15,1	4,5	2,25	67,4	60,5	2,96	105,4	40,4
2,96	53,0	36,6	2,96	23,6	7,8	2,96	52,1	46,5	4,32	92,1	40,4
3,64	51,9	36,1	3,64	31,6	10,0	4,32	70,2	58,9	5,64	83,8	41,2
4,32	29,2	26,3	4,32	39,1	12,6	3,64	53,0	45,5	6,90	68,8	39,6
4,03	32,8	27,9	5,64	53,9	17,7	5,64	36,6	43,5	8,07	57,3	35,3
5,06	25,3	25,9	6,90	59,9	19,7	6,90	44,8	54,7	9,27	39,8	30,0
5,64	22,0	26,9	8,07	58,4	19,1	8,07	31,0	48,3	10,45	45,5	32,1
6,30	15,6	23,3	9,27	50,6	16,3	9,27	26,0	44,8	12,72	34,5	28,4
6,90	17,3	24,7	10,45	31,4	10,9	10,45	23,0	42,6	14,97	26,1	26,1
7,52	17,0	27,1	11,60	28,4	10,9	11,60	17,0	41,7	17,25	22,8	24,8
8,07	15,3	26,1	12,72	33,2	13,0	12,72	29,4	49,2	18,4	22,6	24,8
9,27	7,9	21,5	13,85	25,8	11,5	13,84	19,8	42,2	19,5	23,7	24,9
10,45	11,5	24,4	14,97	32,1	13,8	14,97	17,4	44,5	20,6	14,3	21,1
11,60	8,3	22,7	17,25	13,1	9,1	17,25	11,2	39,3	21,8	13,9	20,9
12,72	5,4	21,8	19,51	43,9	18,3	19,5	4,4	39,8	24,0	9,3	19,4
14,97	7,1	23,6	18,40	27,3	14,6	20,6	5,8	40,5	26,4	7,3	19,5
17,25	3,3	20,7	20,65	20,2	12,7	22,9	2,7	40,7	29,9	4,9	16,9
19,51	2,5	21,0	21,9	13,4	9,8	25,2	3,1	38,7	31,5	5,4	18,4
21,8	2,5	21,0	24,0	6,2	7,6	27,6	2,5	40,7	32,8	4,3	17,4
26,4	1,6	20,2	26,4	8,8	8,6	30,2	1,5	38,7	34,1	4,3	18,7
31,5	1,0	18,7	28,9	8,9	8,9	32,8	1,2	38,9	37,0	2,2	19,1
37,0	0,8	20,3	31,5	8,1	8,7	35,6	1,9	35,3	40,3	1,7	18,7
44,0	0,5	20,2	37,0	3,8	7,8	38,6	1,3	35,3	44,0	1,0	20,1
51,2	0,4	20,3	44,0	3,9	7,8	42,1	0,7	40,3	48,3	0,8	20,8
			51,2	2,9	7,8	46,2	0,7	38,8	51,2	0,8	19,9
						51,2	0,6	39,2			

Koppelungskurve bei 0,3 mm Ag F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 0			Koppelungskurve bei 0,3 mm Ag. F. Str.: Ballastwiderstand im Primärkreise = 15,7 Ohm			Koppelungskurve bei 0,3 mm Ag F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 23,0 Ohm			Koppelungskurve bei 2 mm Zn F. Str., Ballastwiderstand im Primärkreise = 15,7 Ohm	
% Koppelung	$[\alpha_m]_{mitt.}$	$[\alpha_{II}]_{mitt.}$	% Koppelung	$[\alpha_m]_{mitt.}$	$[\alpha_{II}]_{mitt.}$	% Koppelung	$[\alpha_m]_{mitt.}$	$[\alpha_{II}]_{mitt.}$	% Koppelung	$[\alpha_m]_{mitt.}$
13,85	18,8	10,3	2,96	3,4	2,2	2,96	2,2	1,7	0,80	2,5
1,49	7,0	1,9	5,64	10,6	7,5	4,32	4,5	2,9	1,49	12,9
2,96	20,7	6,2	6,90	14,0	10,1	5,64	6,9	4,7	2,96	48,2
4,32	36,5	11,8	8,07	16,9	12,3	6,90	9,8	6,9	4,32	88,9
5,64	41,5	13,8	9,27	20,9	15,4	8,07	12,4	8,7	5,64	106,4
6,90	42,8	14,7	10,45	23,3	17,3	9,27	14,8	10,3	6,90	109,4
8,07	49,4	16,8	11,60	19,4	15,5	10,45	16,7	12,2	8,07	99,8
9,27	45,4	15,9	12,72	27,0	20,8	11,60	19,1	14,0	9,27	84,5
10,45	33,5	12,9	13,85	16,1	15,2	12,72	19,4	15,0	10,45	69,0
11,60	39,2	16,1	14,97	18,4	17,0	13,85	19,8	15,8	11,60	56,7
12,72	49,4	20,0	16,10	22,0	20,3	14,97	12,6	11,8	12,72	34,9
14,97	16,1	12,2	17,25	6,4	10,7	16,10	8,9	9,6	8,67	95,5
17,25	21,0	14,7	18,40	5,2	10,5	17,25	12,5	12,6	7,52	97,9
18,40	24,8	16,9	19,51	14,6	17,1	18,40	23,1	19,2		
19,51	28,3	16,3	21,8	3,3	10,8	20,02	13,8	13,9		
21,8	11,3	12,0	24,0	3,9	11,9	19,51	20,9	19,2		
24,0	9,7	10,9	26,4	5,3	13,9	21,8	2,4	7,5		
26,4	9,8	11,5	28,9	4,1	12,9	24,0	1,7	8,0		
28,9	2,6	9,8	31,5	3,5	12,3	26,4	1,7	8,4		
31,5	6,6	10,7	34,1	1,4	9,5	28,9	2,1	8,6		
34,1	10,6	12,3	37,0	1,8	9,8	31,5	2,1	8,5		
37,0	5,8	10,3	40,3	3,5	11,0	34,1	1,5	8,0		
40,3	3,1	9,4	44,0	1,5	8,1	37,0	1,3	8,2		
44,0	5,5	10,7	48,3	1,2	9,7	40,3	1,1	7,4		
48,3	1,9	8,1	51,2	1,0	8,9	44,0	0,4	6,7		
51,2	1,3	9,3				48,3	0,7	8,0		
						51,2	0,4	7,2		

Resonanzkurve des Sek.-Kreises bei 9,9 % Koppelung; Zusatzwiderstand im Primärkreise = 0, Funkenstrecke = 0,1 mm Ag			Koppelungskurve bei 0,3 mm Zn F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 23,0 Ohm		Koppelungskurve bei 1 mm Zn F. Str.; Ballastwiderstand im Primärkreise = 15,7 Ohm	
Δ_m korr.[1] mm	$\sqrt{\frac{\Delta_m}{\Delta_m \text{res.}}}$	$\frac{\alpha_m \text{mitt.}}{(\alpha_m \text{mitt.})\text{res.}}$	% Koppelung	α_{II} mitt.	% Koppelung	$[\alpha_m]$ mitt.
0,680	0,9373	0,036	4,96	2,0	0,80	2,0
0,699	0,9503	0,057	7,91	4,6	1,49	9,4
0,718	0,9631	0,103	12,20	8,9	2,25	21,8
0,746	0,9813	0,346	13,55	9,3	2,96	36,7
0,756	0,9883	0,536	14,90	10,1	3,64	53,8
0,766	0,9948	0,861	16,35	11,7	4,32	72,5
0,775	1,0007	1,000	17,0	12,6	5,06	92,4
0,784	1,0065	0,855	17,6	11,7	5,64	105,4
0,794	1,0128	0,650	18,3	7,1	6,30	123,2
0,804	1,0193	0,386	19,0	5,0	6,90	126,9
0,823	1,0312	0,169	20,4	5,7	7,52	127,5
0,842	1,0430	0,092	21,0	9,4	8,07	142,9
0,861	1,0547	0,057	21,6	11,7	8,67	143,6
			22,2	12,1	9,27	120,0
			22,8	7,8	9,86	118,8
			24,1	3,2	10,45	116,4
			25,5	1,7	11,02	86,3
			28,2	1,7	11,60	75,8
			30,9	2,4	12,72	59,6
			33,8	2,5		
			36,8	2,4		
			40,0	1,9		
			43,4	1,8		
			47,0	2,0		
			51,2	2,0		

1) $\Delta_m$korr. = Abstand der Platten des Luftkondensators des Meßkreises und zwar nach der Formel Seite 246 korrigiert. Es ist offenbar nach Korrigierung $\sqrt{\frac{\Delta_m}{\Delta_m \text{res.}}}$ gleich dem Verhältnis der Schwingungszahl des Meßkreises zur Schwingungszahl des Sekundärkreises.

(Eingesandt 23. Oktober 1912.)

Adresse des Autors[1]): Stockholm, Blasieholmstorg 12.

1) Einem Wunsche der D. Physik. Ges. entsprechend fügen wir fernerhin den Originalarbeiten die Adressen der Autoren bei zur Aufnahme im halbmonatlichen Literaturverzeichnis der Gesellschaft. Die Redaktion.



Über den Verlustwinkel und die Leitfähigkeit von Dielektrizis bei schnellen Wechselströmen und verschiedenen Temperaturen.

Von **J. A. Fleming** und **G. B. Dyke**[1]).

Über die Energieverluste in Dielektrizis bei wechselnden elektrischen Kräften sind bereits eine Reihe sehr sorgfältiger Untersuchungen gemacht worden. Sie im einzelnen hier anzuführen würde zu viel Raum in Anspruch nehmen. Trotzdem ist das Thema noch lange nicht erschöpfend behandelt worden. Während man den Vorgängen bei der Elektrizitätsleitung in Metallen Elektrolyten und Gasen, große Aufmerksamkeit geschenkt hat, gibt es noch mancherlei Erscheinungen aufzuklären, die auftreten bei dem Energieverlust und der Leitfähigkeit von Dielektrizis. Die Gegenstände, die den Elektrotechniker naturgemäß am meisten interessieren sind: Die Energieverluste in den Dielektricis von Kabeln und Kondensatoren unter dem Einfluß wechselnder elektromotorischer Kräfte von niedriger, mittlerer oder hoher Frequenz, verschiedener Spannung und Wellenform. Ihre Bedeutung für die Kraftübertragung und Telephonie ist wohl bekannt.

In der vorliegenden Untersuchung beschäftigen wir uns nur mit einem Teil dieses Gegenstandes, nämlich dem Verlustwinkel und Widerstand von Dielektrizis bei wechselnder elektromotorischer Kraft niedriger Spannung, reiner Sinusform und Frequenzen zwischen 900 und 5000 pro Sekunde, da diese Verhältnisse in engem Zusammenhang stehen mit der praktischen Telephonie. Der Energieverlust bei hohen Spannungen und langsamen Frequenzen (700 bis 20000 Volt und 50 bis 100 pro Sek.) sind von B. Monasch und neuerdings von E. H. Rayner[2]) untersucht worden.

---

1) Gekürzte Wiedergabe einer Mitteilung an The Institution of Electrical Engineers.

2) Das ist geschehen am Ende einer Schrift von E. H. Rayner, Hochspannungsmessungen und Energieverluste bei Isolatoren, die kürzlich dieser Gesellschaft vorgelegt worden ist (Institution of electrical engineers).

Auch in Winkelmanns Handbuch der Physik, 2. Ausgabe, Buch 4, Teil 1, Seite 77, findet sich ein Abschnitt über die Vorgänge in Dielektrizis von L. Graetz, der einen vollständigen Überblick über die Theorie und die experimentellen Resultate gibt, und bis zum Jahre 1902 reicht. Dort findet man auch zahlreiche Hinweise auf Originalarbeiten. Weiter findet

Schon seit langem ist bekannt, daß die Leitfähigkeit gewisser Dielektrika für Wechselströme telephonischer Frequenz viel größer ist wie bei Gleichstrom und gleichgerichteten Strömen. Es war also unsere Hauptaufgabe diese Wechselstromleitfähigkeit (mit S bezeichnet), die Kapazität C und die Größe $\frac{S}{C}$ bei Kondensatoren und Kabeln für verschiedene Dielektrika, Temperaturen und Frequenzen zu untersuchen, wie sie bei Telephonvorgängen vorkommen.

Bekanntlich ist das Verhältnis des Stromverlustes einer Leitung zu ihrer Kapazität pro Meile von großem Einfluß auf die Sprachübertragung besonders im Falle hochinduktiver Leitungen. Bezeichnet man mit S den dielektrischen Wechselstromwiderstand pro Meile und mit C die Kapazität pro Meile so ist das Verhältnis $\frac{S}{C}$ (mit s bezeichnet) eine wichtige Größe.

Dasselbe Verhältnis s tritt auch auf bei Kondensatoren, die dielektrische Verluste haben, wenn sie unter dem Einfluß wechselnder elektromotorischer Kräfte vom Maximalwert V und der Frequenz $n = \frac{p}{2\pi}$ stehen. Wenn ein Kondensator oder Kabel unter dem Einfluß einer derartigen Spannung sich befindet, so entsteht ein dielektrischer Strom CpV, der nahezu um 90^0 gegen die herrschende Spannung verschoben ist und gleichzeitig eine Energieabsorption, die, wie aus allen Versuchen hervorgeht, proportional ist dem Quadrat der Spannung. Das bedeutet einen Strom SV, der in Phase ist mit der Spannung.

Der Verlustwinkel des Kondensators ist daher gegeben durch den Ausdruck

$$s/\sqrt{p^2 + s^2}$$

Für kleine Winkel kann man an Stelle dieses Ausdruckes mit genügender Genauigkeit setzen

---

man einen Literaturnachweis über diesen Gegenstand bei E. R. v. Schweidler in den Annalen der Physik 24, 766, 1907.

Hinweise auf viele Veröffentlichungen über Dielektrizitätskonstanten finden sich auch in Landolt und Börnsteins „Physikalisch-Chemische Tabellen, 1. Ausgabe, S. 525, 3. Ausgabe, S. 774, 1905.

1) Monasch, Über den Energieverlust von Dielektrizis in elektrischen Wechselfeldern, Ann. d. Phys. 22, 905, 1907. E. H. Rayner, „Hochspannungsmessungen und Energieverluste in Isolatoren". „Journal of the Institution of Electrical Engineers 1912".

$$\frac{s}{p} \quad \text{oder} \quad \frac{S}{C\,p}$$

Im folgenden sollen die zwecks Ermittelung der Größe des Verlustwinkels in Abhängigkeit von den verschiedenen Materialien, Frequenzen und Temperaturen angestellten Versuche näher beschrieben werden.

Die Experimente waren in erster Linie darauf gerichtet, den Wert der scheinbaren Leitfähigkeit S und der Kapazität C zu bestimmen für elektromotorische Kräfte einfacher Sinusform und Frequenzen zwischen 800 und 5000 für verschiedene Dielektrika bei wechselnden Temperaturen. Zu diesem Zwecke mußten wir eine Methode entwickeln, die anwendbar war bei kleinen Kondensatoren oder kurzen Kabellängen, wobei die verschiedenen Dielektrizis in solcher Form verwendet wurden, daß sie in einem großen Temperaturintervall untersucht werden konnten.

Da man allgemein die Ergebnisse der Theorie und des Experiments nur dann miteinander vergleichen kann, wenn es sich um sinusförmige Ströme und Spannungen handelt, so war die erste Aufgabe, die wir unsere Aufmerksamkeit schenkten, die Herstellung periodischer elektromotorischer Kräfte von erforderlicher Frequenz, Wellenform und Größe.

Wir besitzen im Pender Electrical Laboratory des University College zu London einen von Crompton & Co. in Chelmsford gebauten Generator, dessen normale Frequenz ungefähr 900 pro Sekunde beträgt.

Er besteht aus einem ringförmigen Gestell mit 60 nach innen zeigenden Magnetpolen. Innerhalb desselben rotiert eine Scheibe mit Zähnen, in deren Zwischenräumen eine Zickzackwindung verläuft.

Die Scheibe wird getrieben von einem 2.7 Kw. Gleichstrommotor, der entweder vom Netz oder der Batterie gespeist wird.

Der Generator liefert bei 100 Volt einen Strom von 30 Amp., seine normale Geschwindigkeit beträgt 1800—2000 Umdrehungen pro Minute und seine Frequenz ungefähr 900 bis 1000.

Die Wellenform der elektromotorischen Kraft ist auch nicht annähernd eine einfache Sinuskurve. Diese Eigenschaft erweist sich für den vorliegenden Zweck als ein großer Vorteil, der uns in den Stand setzt, drei harmonische von reiner Sinusform auszusieben, deren Frequenzen im Verhältnis 1 : 3 : 5 stehen.

Dabei wurde folgendermaßen verfahren:

Es wurden eine Reihe variabler Selbstinduktionsspulen gebaut. eine jede bestehend aus zwei Röhren, von denen die eine einen etwas größeren Durchmesser hatte wie die andere.

Hierauf wurde je eine Lage baumwollisolierter Kupferdraht gewickelt (Nr. 14 S. W. G.) und die Spulen auf den beiden Röhren durch ein Stück biegsamen Drahtes so miteinander verbunden, daß, wenn die äußere Spule ganz über die innere geschoben war, die Selbstinduktion ein Maximum, im anderen Falle ein Minimum war.

Benutzt wurden drei solcher Induktionsspulen, von denen die erste die Selbstinduktion kontinuierlich variierte von 1,38 bis 2,37 Millihenry, die zweite von 0,683 bis 1,163 und die dritte von 0,15 bis 0,536 Millihenry.

Zum Aussieben der zweiten Frequenz wurde eine Spule benutzt, deren Selbstinduktion zwischen 1,4 und 2,4 Millihenry variierte.

Mit der einen oder der anderen dieser variablen Selbstinduktionen wurde ein unterteilter Papierkondensator (Papier paraffiniert) von 20 Mikrofarad in Serie geschaltet, so daß bei einer Kapazität C von 2,4 oder 20 Mikrofarad und der Selbstinduktion L in Millihenry gemessen, wir den Kreis abstimmen konnten auf eine Frequenz n, die sich ergibt aus der Gleichung

$$n = \frac{5033}{\sqrt{C L}}$$

Nehmen wir an, daß der Generator die Geschwindigkeit hat, die der Grundharmonischen von der Frequenz 920 pro Sekunde entspricht, so können wir aussieben eine Harmonische dieser Frequenz und außerdem noch zwei weitere mit den Frequenzen $3 \cdot 920 = 2760$ und $5 \cdot 920 = 4600$ und zwar dadurch, daß wir die Pole des Generators schließen über die erwähnten Selbstinduktionen und eine Kapazität, die zusammen abgestimmt sind auf die gewünschte Frequenz.

Es erwies sich jedoch als notwendig, zu den Polen des Generators eine kapazitätslose Spule von bestimmter Impedanz zu schalten, um einen vollständigen Kreis zu schaffen, indem die ausgewählten harmonischen Komponenten fließen können. Dabei ergab sich, daß eine einmalige Siebung nicht ausreichend ist für die Abtrennung einer vollkommen sinusförmigen Komponente. Deshalb wurde stets eine zweimalige Filtration vorgenommen.

Zu diesem Zweck wurde eine weitere Selbstinduktionsspule, ähnlich den beschriebenen, mit einer Kapazität zusammengeschaltet, deren Größe zwischen 0,25 und 8,25 Mikrofarad variierte. Man erhielt so einen abgestimmten Sekundärkreis.

In diesen zweiten Kreis wurde die Primärspule eines eisenlosen Transformators eingeschaltet, aus dessen Sekundärspule man dann eine



reine sinusförmige elektromotorische Kraft erhalten konnte von einer Frequenz, die je nach der Größe der Kondensatoren und Induktionsspulen der dritten oder fünften Harmonischen entsprach.

Die vollständige Filtrationsanlage zeigt Fig. 1. Das erste Filter für die Grundfrequenz von 920 pro Sek. erhält man durch Zusammenschalten von 20 Mikrofarad Kapazität und 1,5 Millihenry Selbstinduktion, die zweite Harmonische von 2760 pro Sek. erfordert eine Kapazität von 4 Mikrofarad und 0,81 Millihenry Selbstinduktion, die dritte von 4600 endlich 2 Mikrofarad Kapazität und 0,6 Millihenry Selbstinduktion. Diese Methode des Aussiebens reiner Harmonischen aus einer

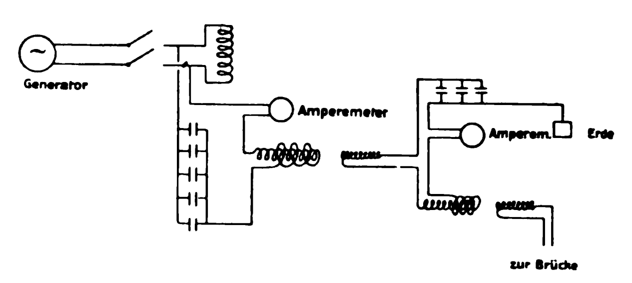


Fig. 1.

sehr unregelmäßigen Spannungskurve ist viel bequemer als der Besitz eines einzigen Generators mit reiner Sinusform, da wir dadurch imstande sind drei getrennte Frequenzen aus einer einzigen Maschine herzustellen.

Nachdem wir so im Besitz einer sinusförmigen elektromotorischen Kraft waren, konnten wir an die Auswahl der besten Methode für die Bestimmung des Wertes $\frac{S}{C}$ gehen.

Es ist unnötig, die verschiedenen Methoden näher zu erörtern, die zur Bestimmung des Energieverlustes in Dielektrizis angewandt worden sind.

Soweit es sich um Kondensatoren und Kabel handelt, sind die drei Hauptmethoden die folgenden:

1. Die Wattmetermethode, elektrodynamisch oder elektrostatisch.
2. Brückenmethoden.
3. Messung des Winkels der Phasendifferenz des Kondensatorstromes und der Potentialdifferenz, oder des Komplementes dieses Winkels.

Die Wattmetermethode ist hauptsächlich nur dann anwendbar, wenn die Verluste groß sind oder die Spannung hoch ist. Außerdem liefert sie nicht die getrennten Werte von S und C, sondern nur ihr Verhältnis. Die Messung sehr kleiner Phasenwinkel, oder solcher, die nahe an 90^0 liegen, bietet einige Schwierigkeiten. Sie ist studiert worden von Dr. Sumpner und Dr. Drysdale[1]).

Nachdem wir alle möglichen Methoden erwogen hatten, gaben wir den Brückenmethoden den Vorzug, die uns die Möglichkeit gaben, die Leitfähigkeit und Kapazität getrennt zu bestimmen, selbst für den Fall, daß es sich um sehr kleine Kondensatoren oder kurze Kabellängen handelte, die nur eine Kapazität von ungefähr $\frac{1}{1000}$ MF. hatten.

Zum Zweck dieser Messung können wir annehmen, daß man jeden Kondensator auffassen kann als bestehend aus einer vollkommenen Kapazität C, mit einem Widerstand S im Nebenschluß. Unter Voraussetzung einfacher periodischer Ströme der Frequenz $n = p/2\pi$ ist dann für einen solchen Kondensator

$$S + jpC$$

und

$$(S + ipC)^{-1}$$

wo

$$j = \sqrt{-1}$$

Andererseits ist, wenn ein vollkommener Kondensator der Kapazität C in Reihe geschaltet wird, mit einem induktionslosen Widerstand die Vektorimpedanz dieser Kombination für einfache periodische Ströme gleich $\left(R - \frac{i}{Cp}\right)$.

Für einen induktiven Widerstand ohne Kapazität ist die Vektorimpodenz $R + ipL$.

Wenn die Zweige einer Wheatstoneschen Brücke, bestehend aus einer Kombination von Selbstinduktionen, Kapazitäten oder Widerständen, gespeist werden mit einer sinusförmigen elektromotorischen Kraft und ein Telephon in den Brückenzweig eingeschaltet ist, so ist,

1) C. V. Drysdale, Die Messung von Phasendifferenzen, Electrician, vol. 57, S. 726 u. 783, 1906, und vol. 58, S. 160 u. 199; Science Abstracts, vol. 9B, Nr. 1048 u. 1410, 1906.

W. E. Sumpner, „Die Messung kleiner Phasendifferenzen", Proceeding of the Physical Society, vol. 19, S. 415, 1904; Philosophical Magazine, vol. 9, S. 155, 1905; Science Abstracts, vol. 8A, Nr. 1278, 1905.

wenn $J_1\,J_2\,J_3\,J_4$ die Vektorimpedanzen 4 Zweige sind, bekanntlich die Bedingung für vollkommenes Verschwinden des Tones im Telephon, daß diese vier Impedanzen der Bedingung genügen

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{J_2}{J_4}$$

oder anders geschrieben

$$\begin{vmatrix} \frac{J_1}{J_3} & \frac{J_2}{J_4} \end{vmatrix} = 0$$

Durch Trennung des reellen und imaginären Teiles in dieser Gleichung werden wir auf zwei getrennte Gleichungen geführt, aus denen wir zwei der als unbekannt vorausgesetzten Größen bestimmen können. Für die Messung müssen dann zwei Bedingungen erfüllt sein, um den Ton im Brückentelephon vollkommen zum Verschwinden zu bringen.

Unter einer Reihe von Wechselstrombrückenmethoden, die von Professor M. Wien zur Bestimmung von Kapazitäten und Selbstinduktionskoeffizienten angewendet worden sind, gibt es eine, die jetzt allgemein als die Wiensche „Widerstands-Serienmethode“ berechnet wird und die im folgenden beschrieben werden soll.

Zwei Kondensatoren C und C_2, von denen der eine C einen Shunt mit dem Widerstand S, der andere C_2 einen Widerstand in Serie hat, bilden mit zwei weiteren Widerständen R_3 und R_4 eine Brückenanordnung, wie Fig. 2 zeigt.

Die Widerstände R_2, R_3 und R_4 werden solange geändert bis der Ton im Brückentelephon vollkommen verschwindet. An die beiden freien Enden der Anordnung wird die sinusförmige elektromotorische Kraft angelegt.

Die Bedingung für das Nullwerden des Brückenstromes lautet dann

$$R_4/R_3 = (S + j\,p\,C)\left(R_2 - \frac{j}{n\,C_2}\right)$$

Nach Trennung des reellen und maginären Teiles ergibt sich

$$S = p^2\,C\,C_2\,R_2$$
$$R_4/R_3 = S\,R_2 + C/C_2$$

Die letzten beiden Gleichungen gestatten S und C getrennt zu bestimmen. Vorausgesetzt wird bei der Methode, daß die Widerstände R_3 und R_4 vollkommen induktions- und kapazitätsfrei sind. Da es nicht möglich ist, absolut induktionsfreie Widerstände herzustellen, so

ersetzt man besser die Widerstände R_3 und R_4 durch solche von bekannter aber veränderlicher Selbstinduktion.

Diese letzte Methode wurde angewendet von F. W. Grover am Bureau of Standards zu Washington in einer Untersuchung „Gleichzeitige Messung der Kapazität und des Verlustwinkels von Kondensatoren" vom Jahre 1907.

Er ersetzte die Widerstände R_3 und R_4 durch zwei variable Selbstinduktionen und glich den Kondensator mit unbekannter Absorption ab gegen einen mit bekannter oder gar keiner, mit dem ein regulierbarer Widerstand in Serie geschaltet war.

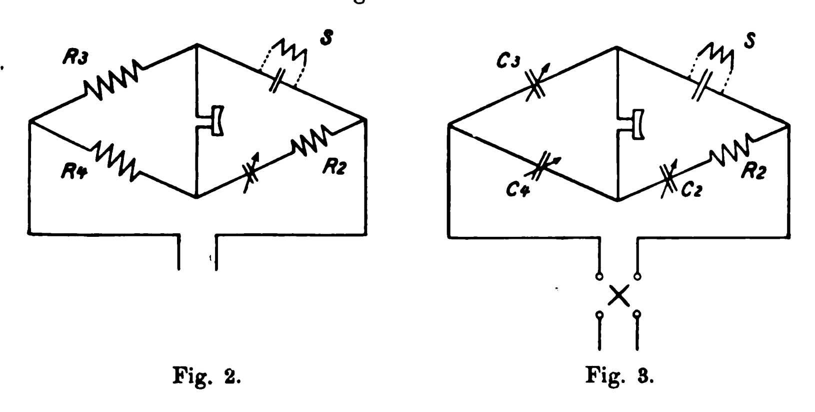


Fig. 2. Fig. 3.

Bei der Auswahl der für unsere Zwecke am besten geeigneten Methode ließen wir uns leiten von den praktischen Schwierigkeiten, die darin bestehen sehr große vollkommen induktions- und kapazitätsfreie Widerstände herzustellen.

Da man viel leichter fast vollkommen verlustlose Kondensatoren variabler Kapazität herstellen kann, so gelangten wir nach vielen Voruntersuchungen schließlich zu einer Brückenanordnung mit 4 Kapazitäten in den Brückengrenzen, und zwar drei bekannte variable Kondensatoren, dem zu bestimmenden Kondensator C, einem induktionsfreien Widerstand und der unbekannten Leitfähigkeit S des Kondensators C. Die Anordnung selbst ist ersichtlich aus Fig. 3.

Hierin sind C_2, C_3 und C_4 die drei Luftkondensatoren variabler Kapazität, die bestanden aus festen halbkreisförmigen Platten und einem Satz beweglicher Platten, die drehbar an einer Achse angeordnet waren, und sich bald mehr oder weniger innerhalb der festen befanden. Diese Kondensatoren wurden nach der Carcy-Foster-Methode geeicht und eine Kurve konstruiert, um für jeden Gradteil der Skala die Größe der

Kapazität in Mikrofarads zu haben. Diese Kurve verläuft nahezu geradlinig. Der Widerstand R_2 ist praktisch jedenfalls induktionslos; C ist die Kapazität des zu untersuchenden Kondensators oder Kabels, das einen dielektrischen Widerstand S hat.

Die Brücke wird an zwei Punkten mit der Sekundärspule des Transformators in dem oben beschriebenen zweiten Filterkreis verbunden. Sie erhält dadurch eine vollkommen sinusförmige elektromotorische Kraft von 4 oder 5 Volt. Da wir hauptsächlich mit Telephon Frequenzen zu tun hatten, so hielten wir es nicht für notwendig an unsere Kondensatoren und Kabeln höhere Spannungen wie die gewöhnlichen telephonischen anzulegen. Die gegenüberliegenden Punkte der Brücke sind mit einem empfindlichen hochohmigen Kopftelephon verbunden.

Der zu messende Kondensator oder die Kabellänge wird dann in den vierten Brückenzweig gelegt. Die experimentelle Abgleichung der Brücken besteht dann darin, die Kapazität der Kondensatoren C_3 und C_4 und den Widerstand R_2 solange zu verändern, bis der Ton im Telephon vollkommen verschwindet. Dann besteht zwischen den vier Impedanzen

$$(S + j p C)^{-1}, \quad \left(R_2 - \frac{j}{p C_2}\right), \quad -\frac{j}{p C_3}, \quad \frac{j}{p C_4}$$

die Gleichung

$$\left(R_2 - \frac{j}{p C_2}\right)(S + i j C) = C_3 : C_4$$

Nach Trennung des reellen und imaginären Teiles erhalten wir die Gleichungen:

$$\text{(1)} \qquad \frac{S}{Cp} = p\, C_2\, R_2$$

$$\text{(2)} \qquad \frac{C_3}{C_4} = \frac{C}{C_2} + R_2\, S$$

Nachdem man aus Gleichung (1) den Wert $\frac{S}{Cp} = x$ berechnet hat, ist es leicht die beiden Werte S und C aus der Gleichung (2) zu berechnen, und zwar wird

$$C = \frac{C_2\, C_3}{C_4} \cdot \frac{1}{1 + x^2}$$

und

$$S = p\, C\, x$$

Diese Gleichungen liefern uns S und C als Funktionen von C_2, C_3, C_4, und R_2 und außerdem $\frac{S}{Cp}$.

Die Erfahrung zeigte bald, daß bei dieser Kapazitätsmeßbrückenanordnung gewisse Vorsichtsmaßregeln zu beachten sind. Die beiden Kondensatoren, welche die Brückenzweige bilden, dürfen nicht zu nahe beieinander liegen; anderenfalls tritt eine gegenseitige Kapazität auf, die auf jeden Fall vermieden werden muß. Alle Verbindungsleitungen müssen aus dünnen Drähten bestehen, damit jede Kapazität in ihnen soweit wie möglich vermieden wird. Der Beobachter darf den Kondensatoren nicht zu nahe kommen, wenn die Brücke einmal auf Null eingestellt worden ist. Die Methode, bei der sich in den beiden Brückenzweigen, welche die zu messende Kapazität und die Vergleichskapazität nicht enthalten, ebenfalls zwei Kondensatoren befinden, an Stelle der üblichen Anordnung mit Widerständen oder Selbstinduktionen, hat viele Vorzüge, wenn es sich um die Messung kleiner Kapazitäten oder kurzer Kabellängen handelt. Hat beispielsweise der zu untersuchende Kondensator C eine Kapazität von der Größenordnung 0,001 Mikrofarad und der Wechselstrom eine Frequenz von 1000 so würde $\frac{1}{Cp}$ eine Impedenz von der Größenordnung 150000 Ω sein. Es müßten also die Widerstände in den Zweigen 3 und 4 der Brücke 100000 Ω betragen und außerdem vollkommen induktions- und kapazitätsfrei sein, um die Bedingungen für höchste Empfindlichkeit der Brückeneinstellung zu erfüllen. Widerstände derartiger Größen sind nicht in jedem Laboratorium erhältlich und überhaupt sehr schwer zu bekommen. Andererseits sind variable Luftkondensatoren von einer Kapazität 0 bis 0,002 Mikrofarad käuflich leicht zu erhalten und da sie praktisch keine Absorption besitzen, so kann man sie ohne Gefahr in den Brückenzweigen verwenden. Die Ausführung der Messung besteht nun darin, daß man die Kapazitäten der beiden Kondensatoren C_3 und C_4 und den Widerstand R_2 für ausgewählte Werte der Kapazität C_2 so lange variiert, bis der Ton im Telephon verschwindet. Der Widerstand R_2, der niemals sehr groß zu sein braucht, war ein gewöhnlicher Widerstandskasten. Die hiermit erhaltenen Werte zeigten keine Differenz gegenüber anderen, bei denen ein Kasten verwendet wurde, der speziell für vollkommen induktionsfreie Widerstände gebaut war. Innerhalb des von uns benutzten Schwingungsintervalles von 920—5000 Frequenzen war die Anwendung eines Vibrationsgalvanometers als Nullinstrument ausgeschlossen. Es blieb also nur das Telephon übrig.

Es war ferner unmöglich die Brücke genau abzugleichen oder den Ton im Telephon vollkommen zum Verschwinden zu bringen, wenn die elektromotorische Kraft des Brückenstromes nicht genau sinusförmig war. Aus diesem Grunde waren beispielsweise Summer, Hammer oder andere Stromunterbrecher an Stelle unseres Generators und Wellenfilters nicht zu gebrauchen.

Es scheint leichter zu sein eine reine sinusförmige elektromotorische Kraft bei der dritten oder fünften Harmonischen zu erhalten als bei der Grundschwingung und wir haben gefunden, daß die Messungen bei diesen höheren Frequenzen genauer sind als bei der tieferen. Zwei andere Bedingungen sind ferner noch notwendig zu Erlangung einwandfreier Resultate. Allgemein ist es notwendig einen Punkt in dem zweiten Kreis (Filter) mit der Erde zu verbinden. Aus Fig. 1 ist ersichtlich, daß der eine Pol des Kondensators in dem zweiten Kreis mit einer Erdplatte verbunden ist. Auch ist es stets notwendig, in jedem Falle zwei Ablesungen zu machen, und zwar die zweite bei vertauschten Zuführungen des Stromes zu den Endpunkten der Brückenanordnung. Dieses geschieht mittels einer Wippe, die in die Speiseleitung eingeschaltet ist.

Die so erhaltenen beiden Ablesungen sollen in den folgenden Tabellen mit d und r bezeichnet werden. Aus ihnen wird das Mittel genommen.

Der Gang einer Messung ist nun der folgende:

Nachdem der zu untersuchende Kondensator oder das Kabel in einen Zweig der Brückenanordnung eingeschaltet und die sinusförmige elektromotorische Kraft angelegt worden ist werden die Kapazitäten C_2 C_3, C_4 für einige ausgewählte Werte des Widerstandes R_2 so abgeglichen, daß der Ton im Telephon möglichst verschwindet. Die Kapazitäten C_2, C_3 und C_4 werden zweckmäßig so gewählt, daß sie nahe gleich der zu messenden C sind.

Die genaue Abgleichung d. h. ein vollkommenes Verschwinden des Tones im Telephon wird dann durch Verändern von R_2 und C_3 oder C_4 erreicht. Darauf wird die Wippe umgelegt und eine neue Abgleichung vorgenommen.

Die Kapazität C_2 wird nun um ungefähr 20 % geändert und C_3, C_4 und R_2 von neuem so variiert, daß die Brücke sich wieder im Gleichgewicht befindet. Darauf wird bei vertauschtem Brückenzweig eine weitere Ablesung gemacht. Auf diese Weise erhält man 4 Ablesungen, aus denen das Mittel genommen wird.

Zur Erlangung exakter Meßresultate ist erforderlich, daß der

Raum ruhig ist in dem die Beobachtungen vorgenommen werden, daß keine Selbstinduktionsspulen oder Induktoren in der Nähe im Betrieb oder auch sonst irgend welche störende Geräusche im Telephon vermieden sind.

Beobachtet man alle die obigen Vorsichtsmaßregeln, so scheint die Methode sehr konstante Werte zu geben, die auch bei Wiederholungen stets gut miteinander übereinstimmen. Zur Prüfung dieser Eigenschaft untersuchten wir einen Luftkondensator, dem absichtlich künstliche Verluste gegeben wurden dadurch, daß wir ihn schunteten mit einem bekannten Widerstand um festzustellen, ob die hierbei gewonnenen Resultate uns in den Stand setzten, die wahre Kapazität und die Leitfähigkeit der Kombination getrennt zu erhalten.

Zu diesem Zwecke schalteten wir zu einem Luftkondensator von 0,00043 Mikrofarad einen hohen Widerstand, bestehend aus einem Drahtwiderstand (ca. 1 Megohm) und einem in gewissen Grenzen regulierbaren Graphitwiderstand der gleichen Größenordnung. Es wurden Messungen gemacht:

1. Der Graphit ($= 1{,}15 \cdot 10^6$ Ohm) und der Drahtwiderstand ($= 1{,}00 \cdot x \cdot 10^6$ Ohm) wurden in Reihe geschaltet und dann mit dem Kondensator geschuntet. Für diese Kombination war also $C = 430 \cdot 10^{-12}$ Farads und $S = (2{,}15 \cdot 10^6)^{-1}$ Mikrofarads. Sie wurde in der beschriebenen Brückenanordnung bei einer Frequenz von 4400 pro Sek. untersucht, wobei die ausgesiebte fünfte Harmonische des Generators versandt wurde. Nach Abgleichen der Brücke ergaben sich für die einzelnen Kapazitäten folgende Werte:

$$C_2 = 476 \cdot 10^{-12}$$
$$C_3 = 1 \cdot 130 \cdot 10^{-12}$$
$$C_4 = 1216 \cdot 10^{-12}$$

während der Widerstand R_2 2975 Ohm betrug. Wir haben ferner $p = 2 \pi n = 27\,600$, und aus der Brückengleichung findet man dann

$$C = 0{,}000443 \text{ Mikrofarads}$$
$$S = 0{,}476 \cdot 10^{-6} \text{ Mho} = 2{,}10 \cdot 10^6 \text{ Ohms oder } 2{,}1 \text{ Megohms}$$

Die wirklichen Werte waren 2,15 Megohm und 0,00043 Mikrofarads.

Eine zweite Messung mit anderen Widerständen ergab für C den Wert 0,000439 Mikrofarads. Man ersieht hieraus, daß die Methode die richtigen Werte für die Kapazität und die Leitfähigkeit des Kondensators liefert.

Wir konnten jetzt zur Herstellung einer Reihe kleiner Kondensatoren schreiten, deren Dielektrizis bestanden aus trockenem Manilapapier, paraffiniertem Papier, Zelluloid (Kinematographenfilm). Guttapercha, reinem und vulkanisiertem Kautschuk, Hartgummi, Glas, Mikonit, Schwefel und anderen Materialien.

Die Dielektrika bestanden aus Platten von 3,5 × 12,0 qcm Oberfläche und 1 oder 2 mm oder noch geringerer Dicke, ausgenommen beim Schwefel.

Die metallischen Kondensatorplatten waren gewöhnlich Zinnfolie in der Form, wie sie in Fig. 4 dargestellt ist und eine genügende Anzahl von Schichten, um eine Kapazität von der Größenordnung 0,001 Mikrofarads zu erhalten.

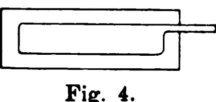


Fig. 4.

Außer den Schichten des Dielektrikums zwischen den Metallplatten wurde außen noch eine beträchtlich dickere Schicht desselben Dielektrikums hinzugefügt, um die Kraftlinien aufzunehmen, die von den Rückseiten der äußeren Metallplatten ausgehen. Der ganze Kondensator wurde dann mit Seidenfäden zwischen zwei Glasplatten befestigt. Die Kondensatoren waren von solcher Größe, daß sie leicht in einem kleinen elektrischen Ofen erhitzt werden konnten. Sie konnten auch in ein Glasgefäß eingeschlossen und in eine Kältemischung eingebettet werden, wenn sie bei tiefen Temperaturen untersucht werden sollten.

Die Kondensatoren wurden untersucht bei drei Frequenzen: 920, 2760 und 4600 pro Sek. und in einem Temperaturintervall von -15^0 C bis $+80^0$ C.

Bei allen diesen Frequenzen und im ganzen Temperaturintervall maßen wir die Wechselstromleitfähigkeit, die Kapazität und den Verlustwinkel aller Kondensatoren.

Dieselben Größen maßen wir auch an einem papierisolierten Telephonkabel und an zwei Kabelstücken mit Guttaperchaisolation. Außerdem untersuchten wir noch gewisse reine Dielektrika wie Paraffin. Wachs und Schwefel in der Form von dicken flachen Platten. Da die Anzahl der Messungen an jedem Kondensator sehr groß war, wollen wir die genauen Einzelheiten nur im Falle eines Dielektrikums (Glas) und in den anderen Fällen nur die Mittelwerte aus jedem Meßsatz mitteilen.

Bei jedem Kondensator maßen wir so sorgfältig wie möglich den Gesamtquerschnitt und die Dicke des Dielektrikums. Dadurch ist das Verhältnis dieser Zahlen $\left(\frac{\text{Querschnitt}}{\text{Dicke}}\right)$ in jedem Falle bestimmt, so

daß die Dielektrizitätskonstante und der Wechselstromwiderstand angenähert aus der gemessenen Kapazität und Leitfähigkeit berechnet werden konnte. Dieses dient zur Kontrolle der Meßgenauigkeit. Denn bei einem Plattenkondensator, dessen eine Platte einen Flächeninhalt A qcm und dessen Dielektrikum die Dicke t und die Dielektrizitätskonstante k hat, ist die Kapazität in Mikrofarads angenähert gegeben durch die Formel:

$$C_{\text{MF.}} = \frac{k \cdot A}{4 \pi t} \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^5}$$

Daraus wird

$$k = \frac{36 \cdot 10^5 \cdot \pi}{\text{Flächeninhalt} / \text{Dicke}} \cdot C_{\text{MF.}}$$

Der Wert für k kann keinen Anspruch auf äußerste Genauigkeit machen, weil wir in der obigen Formel die Ausbreitung der elektrischen Kraftlinien an den Rändern der Metallplatten nicht in Betracht gezogen haben; aber infolge der großen Unterschiede in den Werten der Dielektrizitätskonstanten bei verschiedenen Stücken derselben Substanz ist es nicht der Mühe wert, eine sehr große Genauigkeit anzustreben, und es genügt, zu zeigen, daß unsere Kapazitätsmessungen verläßlich sind. In allen haben wir gefunden, daß die sich aus unseren Messungen ergebenden Werte für die Dielektrizitätskonstante innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen mit denen von anderen Beobachtern mitgeteilten.

Durch Division des beobachteten Widerstandes des Kondensators durch die Dimensionen des Dielektrikums haben wir angenäherte Werte für die spezifische Leitfähigkeit jeder Substanz für verschiedene Frequenzen und Temperaturen erhalten.

Wir wissen wohl, daß die Bestimmung des spezifischen Widerstandes von Dielektrizis für Gleichstrom durch ähnliche Messungen an Plattenkondensatoren sehr leicht großen Irrtümern unterworfen ist, wenn Zinnfolie oder Metallelektroden benutzt werden, die hervorgerufen werden durch mangelhaften Kontakt zwischen Elektrode und Dielektrikum [1]). Andererseits scheint es uns, daß diese Fehlerquelle sehr abgeschwächt oder ganz vermieden wird bei der Verwendung von Wechselströmen hoher Frequenz, und zwar aus folgendem Grunde: Wenn ein Kondensator der Kapazität C in Reihe geschaltet ist mit einem Wider-

1) R. Appleyard, „Über Kontakt bei Dielektrizis", Proceedings of the Physical Society, vol. 19, S. 724, 1905. Philosophical Magazine, vol. 10, S. 485, 1905.

stand R, so ist der effektive Widerstand für Ströme der Frequenz $n = \frac{p}{2\pi}$ durch den Ausdruck

$$\frac{C^2 R^2 p^2}{1 + C^2 R^2 p^2} S$$

gegeben, wo $S = \frac{1}{R}$.

Wenn wir zwischen einer Elektrode aus Zinnfolie und einem Dielektrikum keinen absolut guten Kontakt haben, so kann man dies auffassen als eine Serienschaltung eines Luftkondensators mit einem großen Widerstande.

Die obige Formel zeigt, daß für Ströme hoher Frequenz und für Dielektrizis, bei denen der Ausdruck $C^2 R^2 p^2$ groß gegen 1 ist, die beobachtete oder augenscheinliche Leitfähigkeit des Systems nicht sehr verschieden sein wird von der wahren Leitfähigkeit des Dielektrikums für Wechselströme jener Frequenz.

Um bequeme Zahlen zu erhalten, haben wir diese spezifischen Leitfähigkeiten in Billiarden eines Mho ($= 10^{-12}$ Mho) ausgedrückt, der kurz ein bi-Mho genannt werden soll.

Wir können dann die spezifische Leitfähigkeit des Dielektrikums angenähert dadurch erhalten, daß wir den beobachteten Kondensatorwiderstand in Mikroohms mit 10^6 multiplizieren und dann dividieren durch das Verhältnis $\frac{\text{Oberfläche}}{\text{Dicke}}$ des Dielektrikums.

Die Oberfläche ist natürlich die ganze bedeckte Fläche auf der einen Seite und die Dicke die mittlere Dicke aller Schichten. Es wird dann

$$\varrho = \left\{ \begin{array}{c} \text{Widerstand in Megohms pro ccm} \\ \text{des Dielektrikums} \end{array} \right\} = \frac{\text{Fläche / Dicke}}{S \text{ (in Mikroohms)}} \quad \text{(a)}$$

$$\sigma = \left\{ \begin{array}{c} \text{spezifische Leitfähigkeit in} \\ \text{bi-Ohms pro ccm} \end{array} \right\} = \frac{10^6 \cdot S \text{ (in Mikroohms)}}{\text{Fläche / Dicke}}$$

Die Werte σ und k können gefunden werden aus den Kapazitäts- und Widerstandsmessungen bei verschiedenen Temperaturen und Frequenzen.

Tabelle 1. Dielektrikum: Crownglas.

Ungefähre Dimensionen: Oberfläche: 55 qcm; Dicke: 0,0206 cm.

$$\frac{\text{Oberfläche}}{\text{Dicke}} = 2,670.$$

Frequenz n	Temperatur T	S	Kapazität in Mikrofarads C	$\frac{S}{Cp}$		Leitfähigkeit in Bi-Ohms pro ccm σ
920	0	0,102	0,001 523	0,012	0,012	38
	17	0,158	0,001 554	0,018	0,018	59
	49	0,311	0,001 610	0,034	0,034	116
	62	0,631	0,001 692	0,064	0,064	236
	89	1,515	0,001 873	0,140	0,138	567
2760	0	0,258	0,001 509	0,010	0,010	96
	17	0,417	0,001 543	0,016	0,016	156
	49	0,709	0,001 584	0,026	0,026	265
	61	1,305	0,001 646	0,046	0,046	488
	88	2,715	0,001 761	0,089	0,089	1016
4600	0	0,423	0,001 508	0,010	0,010	158
	17	0,657	0,001 538	0,015	0,015	246
	47	0,999	0,001 581	0.022	0,022	374
	62	1,867	0,001 637	0,040	0,040	700
	87	3,545	0,001 720	0,071	0,071	1327

Der Betrag des Energieverlustes in jedem Kondensator oder Kabel für diese Dielektrika kann vorausbestimmt werden; denn dieser Betrag ist proportional dem Produkt aus dem Totalwiderstand und dem Mittelwert der Potentialdifferenz. Hat beispielsweise ein Plattenkondensator eine Plattenoberfläche A und ist die Dicke des Dielektrikums t, die Potentialdifferenz zwischen seinen Platten V, so ist der totale Energieverlust in Watt ausgedrückt gleich

$$\frac{V^2 A}{\varrho\, t}$$

und kann bestimmt werden mit Hilfe des aus unseren Tabellen für die verschiedensten Dielektrika, Temperaturen und Frequenzen berechenbaren Wertes von ϱ.

I. Glas.

Das für die Untersuchung ausgewählte Material war dünnes Crownglas von der Art, wie es für mikroskopische Deckgläser Verwendung findet. Es wurde für uns in kleine Flächen geschnitten von

12 × 3,5 cm und aus diesen mit zwischengelegter Zinnfolie ein Kondensator gebaut.

Die bedeckte Oberfläche des Dielektrikiums war auf jeder Seite 55 qcm und seine Dicke 0,0206 cm. Daraus ergibt sich das Verhältnis $\frac{\text{Oberfläche}}{\text{Dicke}}$ zu 2,670.

Der Kondensator hatte eine Kapazität von rund 1400 cm (el. st.) und wurde in der vorhin beschriebenen Brückenanordnung bei 3 Frequenzen — 920, 2760 und 4600 pro Sekunde — und fünf verschiedenen Temperaturen — 0°, 17°, 49°, 62° und 89° — untersucht.

Die Resultate sind in der folgenden Tabelle aufgeführt. Die erste und zweite Reihe geben die Frequenz $\left(n = \frac{p}{2\pi}\right)$ und Temperatur, die dritte die Leitfähigkeit (S) in Mikroohms. Der reziproke Wert dieser letzteren Zahl ist der dielektrische Widerstand in Megohms. Die 4. Kolonne enthält die Kapazität (C) in Mikrofarads, die fünfte den Wert $\frac{S}{Cp}$, die sechste den Verlustwinkel des Kondensators und die siebente die Leitfähigkeit des Dielektrikums in Bi-Mho pro Kubikzentimeter.

Um zu zeigen, wie man zu diesen Resultaten kommt, sind in der Tabelle die genauen Einzelheiten der experimentellen Daten aufgeführt, die nach den vorhergehenden Erklärungen ohne weiteres verständlich sein werden.

Die Kapazitäten sind aus Mangel an Raum in Mikrofarads angegeben.

Die Genauigkeit der Kapazitätswerte kann man ungefähr schätzen, wenn man beachtet, daß wenn wir den Wert einer beliebigen Kapazität zu 0,001554 Mikrofarads finden, bei 17° C und 920 pro Sek. und aus der Formel den Wert der Dielektrizitätskonstanten bestimmen, wir für k den Wert 6,57 finden, der bekanntlich der angenäherte Wert der Dielektrizitätskonstanten des Crownglases ist. Aus Formel (a) können wir auch den Wechselstromwiderstand des Glases für jede beliebige Frequenz und Temperatur innerhalb des untersuchten Intervalles angeben.

Bei 17° C und 920 pro Sek. ist er beispielsweise $\frac{2670}{0,158}$ = 16900 Megohms pro ccm. Daraus erhalten wir die Energie, die von einem beliebigen aus dieser Glassorte hergestellten Kondensator entsprechend einer gegebenen Potentialdifferenz aufgenommen wird, wenn

wir voraussetzen, daß der Energieverlust proportional dem Quadrat der Potentialdifferenz ist. Es möge sich beispielsweise um einen Glaskondensator von 1000 qcm Fläche und 3 mm Dicke handeln. Wenn

Tabelle 2. (Glas.)

Temp. T	Frequenz n		Widerstand R_2	Kapazitäten in Mikrofarads $x \cdot 10^6$				S in Mikroohms	$\frac{S}{Cp}$
				C_2	C_3	C_4	C		
0°	920	*d*	1,52	1,282	1,216	1,021	1,526	0,100	0,0113
		r	1,57	1,282	1,216	1,024	1,521	0,102	0,0116
		r	2,10	1,041	1,216	1,832	1,522	0,111	0,0126
		d	1,80	1,041	1,216	1,832	1,522	0,095	0,0108
						Mittel	1,523	0,102	0,0116
0°	2760	*d*	1,53	1,041	1,216	1,840	1,509	0,251	0,0096
		r	1,56	1,041	1,216	1,840	1,509	0,064	0,0101
		r	1,46	1,282	1,216	1,032	1,509	0,067	0,0102
		d	1,43	1,282	1,216	1,032	1,509	0,051	0,0096
						Mittel	1,509	0,258	0,0099
0°	4600	*d*	1,25	1,282	1,216	1,034	1,507	0,405	0,0093
		r	1,27	1,282	1,216	1,031	1,510	0,036	0,0100
		r	1,34	1,041	1,216	1,840	1,509	0,044	0,0102
		d	1,31	1,041	1,216	1,841	1,507	0,005	0,0093
						Mittel	1,508	0,423	0,0097
17°	920	*d*	2,10	1,282	1,216	1,000	1,560	0,141	0,0156
		r	2,60	1,282	1,216	1,000	1,560	0,174	0,0193
		r	3,20	1,041	1,216	1,818	1,549	0,172	0,0193
		d	2,70	1,041	1,216	1,819	1,547	0,146	0,0163
						Mittel	1,554	0,158	0,0176
17°	2760	*d*	2,89	1,041	1,216	1,829	1,530	0,421	0,0154
		r	2,87	1,041	1,216	1,820	1,547	0,415	0,0155
		r	2,67	1,282	1,216	1,007	0,550	0,400	0,0149
		d	2,73	1,282	1,216	1,010	0,543	0,432	0,0162
						Mittel	1,543	0,417	0,0156
17°	4600	*d*	2,48	1,041	1,216	1,830	1,528	0,635	0,0144
		r	2,48	1,041	1,216	1,821	1,542	0,641	0,0144
		r	2,41	1,282	1,216	1,010	1,546	0,678	0,0152
		d	2,41	1,282	1,216	1,017	1,536	0,674	0,0152
						Mittel	1,538	0,657	0,0148

der quadratische Mittelwert der angewandten Potentialdifferenz 1000 Volt die Frequenz 920 und die Temperatur 17° C beträgt, so wurde der Wechselstromwiderstand des Glases sein

$$\frac{(16900 \cdot 0,3)}{1000} = 5 \text{ Megohm}$$

und die Energieabsorption in Watt ausgedrückt gleich 0,2 Watt für diesen Wert der Potentialdifferenz.

Die Buchstaben *d* und *r* bedeuten, daß die entsprechenden Ablesungen vorgenommen wurden einmal, wenn die Zuführungen der Brücke zum Filterkreis direkt verbunden das andere Mal miteinander vertauscht waren. Entsprechende Messungen wie die beiden angeführten wurden gemacht für $T = 49^0$, 62^0 und 88^0.

Aus ihnen geht hervor, daß mit zunehmender Temperatur die Wechselstromleitfähigkeit schnell wächst. Die Größe der Zunahme mit der Temperatur ist für jede Frequenz also eine andere.

Bei 920 pro Sek. ist sie bei 89^0 15mal so groß wie bei 0^0, für 4600 pro Sek. in dem gleichen Temperaturintervall nur etwa 9mal größer. Die Kapazität wächst mit der Temperatur, nimmt aber bei der gleichen Temperatur mit wachsender Frequenz ab. Ist k die Dielektrizitätskonstante bei t^0 und $k\,o$ bei 0^0, so gilt für eine Frequenz

$$k\,t = k\,o(1 + \alpha\,t)$$

Bei einer Frequenz von 920 ist der Temperaturkoeffizient der Kapazität oder der Dielektrizitätskonstante 0,0026 in einem Temperaturbereich von 0^0 bis nahezu 100^0.

Bei 2760 beträgt er 0,0019 und bei 4600 0,0016. In der Fig. 5 ist die Größe $\frac{S}{Cp}$ als Funktion der Temperatur und der Frequenz aufgetragen.

Man sieht, daß bis zu 40^0 die Größe $\frac{S}{Cp}$ nahezu unabhängig von der Frequenz ist, während darüber hinaus ihr Wert mit wachsender Frequenz abnimmt. Dieses Verhalten deutet darauf hin, daß die dielektrische Leitfähigkeit eine Funktion der Frequenz ist von der Form

$$S = A + Bn,$$

wo A und B Koeffizienten sind, die sich mit der Temperatur ändern und zwar ist A klein unterhalb 17^0 C., wächst aber schnell mit höherer Temperatur. Es ist eine wohl bekannte Tatsache, daß bei übernormalen Temperaturen das gewöhnliche Glas ein Elektrolyt ist. Es ist daher in hohem Maße wahrscheinlich, daß der Koeffizient A den Teil der Leitfähigkeit darstellt, der elektrolytischer Natur ist. Eine einfache Rechnung zeigt, daß innerhalb des von uns untersuchten

Frequenzbereiches, die beobachteten Werte von S in Mikroohms bei den verschiedenen Temperaturen ausgedrückt werden können durch folgende Gleichungen:

bei 0° C ... $S = 0{,}023 + 0{,}000087 \cdot n$ Microohms
„ 17° „ ... $S = 0{,}023 + 0{,}00014 \cdot n$ „
„ 49° „ ... $S = 0{,}136 + 0{,}00019 \cdot n$ „
„ 62° „ ... $S = 0{,}320 + 0{,}00034 \cdot n$ „
„ 88° „ ... $S = 1{,}000 + 0{,}00057 \cdot n$ „

Es ist klar, daß beide Koeffizienten A und B rasch mit der Temperatur zunehmen.

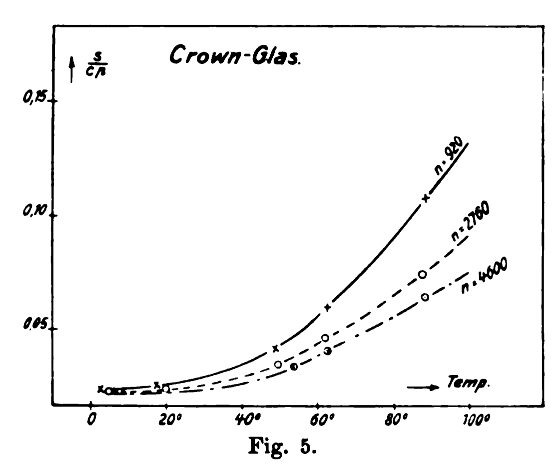


Fig. 5.

Wenn die oben angeführten Ausdrücke für S mit 10^6 multipliziert und dann dividiert werden durch das Verhältnis $\frac{\text{Fläche}}{\text{Dicke}}$ für das Dielektrikum, das in diesem Falle gleich 2760 ist, erhalten wir Ausdrücke für die Leitfähigkeit σ pro Kubikzentimeter in bi-Mhos von der Form $a + b\,n$, z. B. für Glas bei 17° wird

$$\sigma = 8{,}61 + 0{,}0524 \cdot n$$

Der reduzierte Wert von σ ist der Widerstand pro Kubikzentimeter in Megohms.

Die Werte des σ als Funktion der Frequenz und der Temperatur zeigt die Fig. 6.

Die Linien, die die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Frequenz darstellen, sind in den meisten Fällen gerade, woraus sich ergibt, daß

$$\sigma = a + b\,n$$

ist. Die Größe a entspricht wahrscheinlich der Gleichstromleitfähigkeit. a und b nehmen schnell zu mit der Temperatur. Die Temperatur, bei der die Linien merklich nicht mehr durch den Nullpunkt des Koordinatensystems gehen, entspricht der Temperatur, bei welcher die drei Linien in der vorigen Figur sich zu trennen beginnen. Diese Temperatur ist möglicherweise die, bei welcher die elektrolytische Leit-

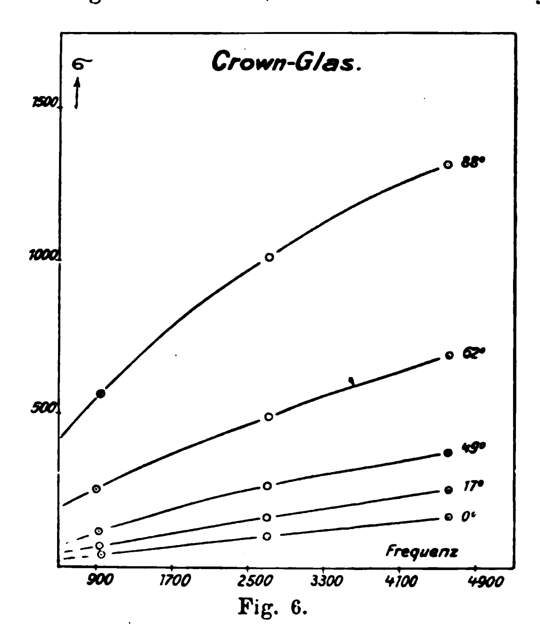


Fig. 6.

fähigkeit des Glases beginnt. Die Kurven zeigen ganz deutlich, daß zwei Arten von Leitfähigkeiten existieren, die zur Abkürzung vor der Hand als A- und B-Leitfähigkeit bezeichnet werden sollen. Beide nehmen mit der Temperatur zu, und die eine (B) ist außerdem nahezu proportional mit der Frequenz. Die A Leitfähigkeit ist möglicherweise elektrolytischer Natur. Die gesamte Wechselstromleitfähigkeit wird durch beide zusammen bestimmt. Bei hoher Temperatur zeigt Glas eine sehr bedeutende elektrolytische Leitfähigkeit.

II. Zelluloid.

Bei gewöhnlichen Temperaturen ist die Kapazität nahezu unabhängig von der Frequenz, bei höheren nimmt sie mit wachsender

Frequenz etwas ab. Auch hier ist S wiederum darstellbar in der Form $A + Bn$, und zwar wird

bei 0° . . . $S = 0{,}00 + 0{,}00003\,n$
„ 19° . . . $S = 0{,}038 + 0{,}000066\,n$
„ 42° . . . $S = 0.258 + 0{,}00014\,n$
„ 60° . . . $S = 1{,}000 + 0{,}00027\,n$
„ 80° . . . $S = 4{,}78 + 0{,}00036\,n$

A und B nehmen mit der Temperatur zu. $\frac{S}{Cp}$ variiert schneller bei tiefen Frequenzen und nimmt bei derselben Temperatur mit wachsender Frequenz ab.

Ferner läßt sich die Dielektrizitätskonstante in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur schreiben in der Form

$$kt \cdot ko(l + \alpha t)$$

und zwar wird

$\alpha = 0{,}0078$ für eine Frequenz 920
$= 0{,}0054$ „ „ „ 2760
$= 0{,}0049$ „ „ „ 4600

Auch für σ erhalten wir gerade Linien

$$o = a + bn$$

Das schnelle Anwachsen des Wertes $\frac{S}{Cp}$ mit der Temperatur und auch der abnorm große Wert der Leitfähigkeit bei 80° für diesen Zelluloidkondensator, der aus Kupferfolie bestand, erregten unser Mißtrauen, und wir untersuchten das Dielektrikum, nachdem es einige Zeitlang auf 80° erwärmt worden war. Dabei zeigte sich, daß das Zelluloid sich stark gefärbt hatte in einer Weise, daß man vermuten konnte, daß die Kupferfolieelektroden bei hohen Temperaturen chemisch auf das Zelluloid eingewirkt hatten. Es wurde deshalb ein anderer Kondensator aus demselben Dielektrikum als mit Zinnfolienelektroden hergestellt. Hierbei trat eine chemische Einwirkung auf das Zelluloid nicht auf. Dielektrizitätskonstante und ihr Temperaturkoeffizient waren jetzt wesentlich kleiner, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht. Es geht aus dem Verhalten der Kupferelektroden hervor, daß man sorgfältig jede Einwirkung der Elektroden auf das Dielektrikum vermeiden muß, wenn man exakte Werte für die Dielektrizitätskonstante und die Leitfähigkeit erhalten will.

III. Papier.

Orientierende Messungen an Manilapapier und gewöhnlichem weißen Löschpapier als Dielektrikum hatten zweifelsfrei ergeben, daß bei faserigem und Feuchtigkeit absorbierenden Dielektricis die Anwesenheit von Wasser den größten Einfluß auf den Wert des Ausdrucks $\frac{S}{Cp}$ und damit auf den Verlustwinkel der Kondensatoren hat. Wir fanden, daß es notwendig war, derartige Substanzen, wie beispielsweise Papier, von jeglicher Feuchtigkeit zu befreien um die wahren Werte der Kapazität und des Widerstandes zu erhalten. Wir untersuchten diese Erscheinung an Manilapapier, einem für Kabelisolation viel verwendeten Papier.

Ein Kondensator mit einer Schicht von 12 × 3,5 cm wurde aus diesem Papier hergestellt, nachdem es sorgfältig in einem elektrischen Ofen getrocknet worden war. Kapazität und Widerstand wurden dann in der Brücke bei den gewöhnlich benutzten drei Frequenzen und fünf Temperaturen gemessen.

Die Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 3.

Dielektrikum: Manilapapier, sorgfältig getrocknet. Ungefähre Dimensionen: Fläche = 55 qcm. Dicke = 0,0157 cm.

$$\frac{\text{Fläche}}{\text{Dicke}} = 3500$$

Frequenz n	Temperatur T °C	S	Kapazität C in Mikrofarads	$\frac{S}{C\,p}$		Leitfähigkeit σ in Bi-Ohms pro ccm
920	0	0,022	0,000570	0,007	0,007	6
	19	0,025	0,000603	0,007	0,007	7
	42	0,029	0,000606	0,008	0,008	8
	59	0,029	0,000607	0,008	0,008	8
	80	0,015	0,000580	0,005	0,005	4
2760	0	0,078	0,000568	0,008		22
	19	0,075	0,000601	0,007		21
	41	0,079	0,000603	0,008		23
	60	0,082	0,000604	0,008		23
	82	0,045	0,000576	0,005		13
4600	0	0,137	0,000568	0,008		39
	19	0,135	0,000601	0,008		39
	41	0,134	0,000601	0,008		38
	61	0,139	0,000607	0,008		39
	83	0,069	0,000575	0,004		20

In der folgenden Figur ist $\frac{S}{Cp}$ als Funktion der Temperatur und der Frequenz aufgetragen. Von 0—60° ist der Wert $\frac{S}{Cp}$ vollkommen konstant und unabhängig von der Temperatur und der Frequenz. Die Kapazität steigt sehr langsam mit der Temperatur und nimmt sehr langsam mit wachsender Frequenz ab. Aus der Tabelle geht ferner hervor, daß die Wechselstromleitfähigkeit wie gewöhnlich mit der Frequenz und Temperatur steigt und innerhalb des untersuchten Intervalles durch die Formel ausgedrückt werden kann:

$$S = A + Bn$$

Für Temperaturen von 0—60° haben wir angenähert

$$S = 0{,}000027 \cdot n$$

Die Dielektrizitätskonstante des Manilapapiers bei 19° und 920 ist

$$k = 1{,}95$$

Fig. 7.

ihr Temperaturkoeffizient für alle Frequenzen gleich 0,00108.

Der Verlustwinkel ist konstant und gleich 0,007—0,008 für alle Frequenzen zwischen 920 und 4600 und für alle Temperaturen zwischen 0 und 60°. Dieses beweist, daß unter diesen Bedingungen die Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung 89° 36′ für einen Kondensator aus trockenem Papier beträgt. Diese Resultate beweisen, wie gut sich sehr trockenes Papier als Dielektrikum für Telephonkabel eignet. Es hat eine kleine Dielektrizitätskonstante, einen sehr hohen dielektrischen Widerstand und einen kleinen konstanten Wert für das Verhältnis $\frac{S}{C \cdot p}$, was einen kleinen Verlustwinkel zur Folge hat.

Bei nicht vorher getrocknetem Manilapapier ergab sich, daß seine Leitfähigkeit mehr als zehnmal größer war als in dem Falle, wo es eine Zeitlang auf 45° erwärmt worden war.

Für gut getrocknetes Papier ergab sich beispielsweise

$$S = 0 + 0{,}000027 \cdot n$$

Für nicht vorher getrocknetes Papier

$$S = 0{,}265 + 0{,}00014 \cdot n$$

Bei trockenem Papier ist S proportional der Frequenz (A wird in diesem Falle 0).

Bei nicht getrocknetem Papier ist $A > 0$; ebenfalls ist der Faktor B hier mehr als zehnmal so groß wie im ersten Falle.

Die vorigen Experimente mit trockenem und feuchtem Papier legten die Frage nahe, ob die vergrößerte Wechselstromleitfähigkeit des feuchten Papiers einer wahren elektrolytischen Leitung zuzuschreiben war oder vielmehr der Anwesenheit leitender Partikel, die im Dielektrikum zerstreut waren und als reine metallische Leiter wirkten.

Es wurde deshalb ein Versuch gemacht, der darin bestand, zwei Kondensatoren miteinander zu vergleichen, die beide gleichartig gebaut waren und aus doppelten Schichten von weißem Löschpapier bestanden. Bei dem einen von ihnen waren auf der Oberfläche zwischen den beiden Papierschichten sehr feine Metallteilchen gestreut, so daß auf diese Weise ein Dielektrikum entstand, das sich aus Papier mit verteilten Metallpartikelchen zusammensetzte. Verwandt wurden zu diesem Zwecke sehr feine Silberfeilspäne, wie sie für Kohärer gebraucht werden. Der Versuch ergab, daß die Zunahme der Wechselstromleitfähigkeit nicht leitenden, im Dielektrikum verstreuten Partikelchen zuzuschreiben ist, sondern einer elektrolytischen Leitfähigkeit, die durch die Anwesenheit von Feuchtigkeitsteilchen im Dielektrikum vergrößert wird.

Es ist daher klar, daß bei der praktischen Verwendung von Papierkondensatoren für Wechselströme die größte Sorgfalt darauf verwendet werden muß, das Papier von Feuchtigkeit zu befreien.

Paraffinwachs.

Die Messungen mit Paraffinwachs als Dielektrikum ergaben, daß selbst Paraffin eine weit größere Leitfähigkeit für Wechselströme als für Gleichstrom besitzt und daß die guten Eigenschaften von sorgfältig getrocknetem Papier durch Imprägnieren mit Paraffin kaum merklich verbessert werden.

Blei

Papier

Fig. 8.

Es war nun interessant, festzustellen, wie weit die in der Praxis mit Papier als Dielektrikum gemachten Erfahrungen mit den vorhergehenden Resultaten übereinstimmten. Wir untersuchten demgemäß ein langes papierisoliertes Telephonkabel. Es bestand aus einem Paar Kupferdrähten ($\varphi = 0{,}635$ mm), von denen jedes mit Papier umwickelt war. Beide waren dann gemeinsam in einem Bleimantel eingeschlossen. (Fig. 8.)

Es ergab sich aus den Messungen, daß bei der tiefsten Frequenz der Widerstand fast unabhängig von der Temperatur ist, für die gleiche Temperatur aber mit der Frequenz wächst und bei der höheren Fre-

quenz mit wachsender Temperatur langsam abnimmt. Der Wert $\frac{S}{Cp}$ und der Verlustwinkel sind konstant und unabhängig sowohl von der Temperatur als auch von der Frequenz. Da der Wert $\frac{S}{C}$ für ein Kabel mit Guttaperchaisolation ungefähr 120 ist, so ergibt sich, daß die Verwendung von Papier-Luft-Isolation für Bleimantel-Untergrundkabel telephonisch große Vorzüge hat.

Die Kapazität ist praktisch unabhängig von der Frequenz und der Temperatur.

Mikanit.

Die Leitfähigkeit wächst wie bei anderen Dielektrizis auch mit der Frequenz und auch mit der Temperatur; die Kapazität nimmt ebenfalls langsam zu und auch $\frac{S}{Cp}$. Infolge des kleinen Wertes $\frac{S}{Cp}$ (0,001—0,003) ist es ziemlich schwierig, die Größen mit derselben Genauigkeit zu bestimmen wie bei anderen Dielektrizis.

Wenn wir nach unserer Formel den Wert der Dielektrizitätskonstanten für 920 pro Sek. und 16° ausrechnen, erhalten wir den Wert 4,0. Die beobachteten Werte, wie sie in Büchern angegeben sind, variieren zwischen 4,0 und 8,0; sie hängen wahrscheinlich von im Material vorhandenen Gehalt an Eisenoxyd ab.

Der Temperaturkoeffizient der Dielektrizitätskonstanten ist gleich 0,00062.

Mikanit verhält sich vollkommen normal. Es hat eine sehr geringe Leitfähigkeit für Gleichstrom; bei Wechselströmen ist diese angenähert berechenbar nach der Gleichung

$$\sigma = a + b\,n$$

wo a eine sehr kleine Größe ist.

Ebonit.

Ebonit wurde in der gleichen Weise untersucht wie die anderen Dielektrika. Die Versuchsresultate enthält die folgende Tabelle.

Tabelle.

Ungefähre Dimensionen: Fläche = 55 qcm. Dicke = 0,0529 cm.

$$\frac{\text{Fläche}}{\text{Dicke}} = 1040$$

Frequenz n	Temperatur T	S	Kapazität in Mikrofarads C	$\frac{S}{C\,p}$		σ
920	0	0,006	0,000280	0,004	0,004	6
	19	0,007	0,000292	0,005	0,005	7
	46	0,027	0,000301	0,015	0,015	26
	60	0,107	0,000340	0,055	0,055	103
	84	0,167	0,000403	0,072	0,072	161
2760	0	0,020	0,000279	0,004	0,004	19
	19	0,027	0,000290	0,005	0,005	26
	45	0,074	0,000298	0,014	0,014	71
	63	0,284	0,000332	0,049	0,049	273
	84	0,480	0,000392	0,071	0,071	461
4600	0	0,033	0,000279	0,004	0,004	32
	19	0,045	0,000289	0,005	0,005	43
	44	0,120	0,000298	0,014	0,014	115
	62	0,420	0,000327	0,044	0,044	404
	83	0,808	0,000380	0,074	0,074	778

Wie man sieht wächst der Wert von $\frac{S}{C \cdot p}$ mit der Temperatur, bleibt aber bei den drei Frequenzen für die gleiche Temperatur konstant. Er ist also unabhängig von der Frequenz. Die Kapazität wächst mit der Temperatur.

Die Dielektrizitätskonstante des Ebonits innerhalb eines Frequenzbereiches von 920 bis 4600 ist

$$k = 3,17$$

in guter Übereinstimmung mit der bei Gleichstrom gemessenen.

Der Temperaturkoeffizient des Ebonits beträgt

$$0,00523$$

Er ist größer als bei Glas und ungefähr gleich dem des Zelluloids.

Vulkanisierter Kautschuk.

Die erhaltenen Werte für vulkanisierten Kautschuk weichen in bemerkenswerter Weise ab von den bei der anderen untersuchten Dielektrika erhaltenen, was aus der folgenden Tabelle und Figur hervorgeht.

Tabelle 5.
Dielektrikum: Vulkanisierter Kautschuk.
Ungefähre Dimensionen: Fläche = 55 qcm.
Dicke = 0,0534 cm.

$$\frac{\text{Fläche}}{\text{Dicke}} = 1030$$

Frequenz n	Temperatur T	S	Kapazität in Mikrofarads C	$\frac{S}{C\,p}$		σ
920	− 14°	0,019	0,000 254	0,013	0,013	19
	0	0,007	0,000 254	0,004	0,004	7
	+ 17	0,003	0,000 249	0,002	0,002	3
	41	0,008	0,000 233	0,006	0,006	8
	60	0,012	0,000 231	0,010	0,010	12
	83	0,016	0,000 230	0,012	0,012	16
2760	− 14	0.078	0,000 252	0,018	0,018	76
	0	0,032	0,000 252	0,007	0,007	31
	+ 17	0,010	0,000 247	0,002	0,002	10
	42	0,019	0 000 232	0,005	0,005	18
	61	0,030	0,000 231	0,008	0,008	29
	83	0,042	0,000 228	0,011	0,011	41
4600	− 14	0,162	0,000 251	0,022	0,022	158
	0	0.059	0,000 252	0,008	0,008	57
	+ 17	0,027	0,000 247	0,004	0,004	26
	44	0,027	0,000 232	0,004	0,004	26
	60	0,044	0.000 230	0,007	0.007	43
	84	0,059	0,000 227	0,009	0,009	57

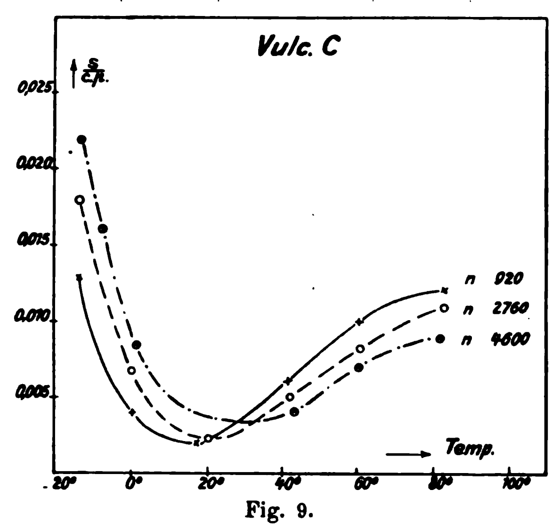


Fig. 9.

Während für alle anderen Dielektrika die Größe $\frac{S}{Cp}$ entweder konstant ist oder mit der Temperatur wächst und mit der Frequenz abnimmt, zeigen beim vulkanisierten Kautschuk alle Kurven, die $\frac{S}{Cp}$ als Funktion der Temperatur darstellen, eine Konkavität nach oben. Es gibt also eine gewisse Temperatur, bei welcher der Verlustwinkel ein Minimum ist, und diese Temperatur liegt nahe bei der normalen Lufttemperatur. Außerdem gehen die Kurven für die verschiedenen Frequenzen durch diesen Punkt, so daß bei normaler Temperatur der Verlustwinkel nicht nur ein Minimum, sondern auch unabhängig von der Frequenz ist.

Eine weitere Eigentümlichkeit des vulkanisierten Kautschuks besteht darin, daß der Temperaturkoeffizient der Kapazität für das untersuchte Temperatur- und Frequenzintervall negativ ist.

Die Dielektrizitätskonstante kt ist mit der bei 0^0 ko verbunden durch die Gleichung

$$kt = ko(1 - \alpha t)$$

wo α im Mittel etwa den Wert 0,0014 hat.

Die Dielektrizitätskonstante bei 17^0 hat für alle Frequenzen den Wert 2,73.

Im Zusammenhang mit diesem abnormalen Verhalten der Dielektrizitätskonstanten bei wachsender Temperatur steht die Tatsache, daß dieselbe Substanz sich auch anormal verhält hinsichtlich der Erwärmung, indem es sich bei Temperaturerhöhung zusammenzieht, anstatt sich auszudehnen. Über einen gewissen Temperaturbereich wenigstens ist sein linearer Ausdehnungskoeffizient bei Erwärmung negativ.

Es wäre interessant zu erfahren, ob andere Beobachter ebenfalls einen negativen Temperaturkoeffizienten der Dielektrizitätskonstanten beim vulkanisierten Kautschuk konstatiert haben. In allen anderen Fällen haben unsere Beobachtungen einen positiven Temperaturkoeffizienten ergeben, und diese Abweichung scheint daher nicht auf Irrtümer zurückführbar zu sein.

Guttapercha.

An nächster Stelle haben wir das sehr wichtige Dielektrikum Guttapercha untersucht; dieses beansprucht besonderes Interesse, weil

es das einzige Dielektrikum ist, das für unterseeische Kabel benutzt werden kann.

Den Ingenieuren ist lange bekannt gewesen, daß ein mit Guttapercha isoliertes Kabel eine effektive dielektrische Leitfähigkeit hat, die bei weitem größer ist wie die auf gewöhnliche Art gemessene Gleichstromleitfähigkeit.

Das Ziel, diese Eigenschaft gründlich aufzuklären, regte zu dieser Untersuchung an. Aus den Meßresultaten ergibt sich, daß, obwohl die

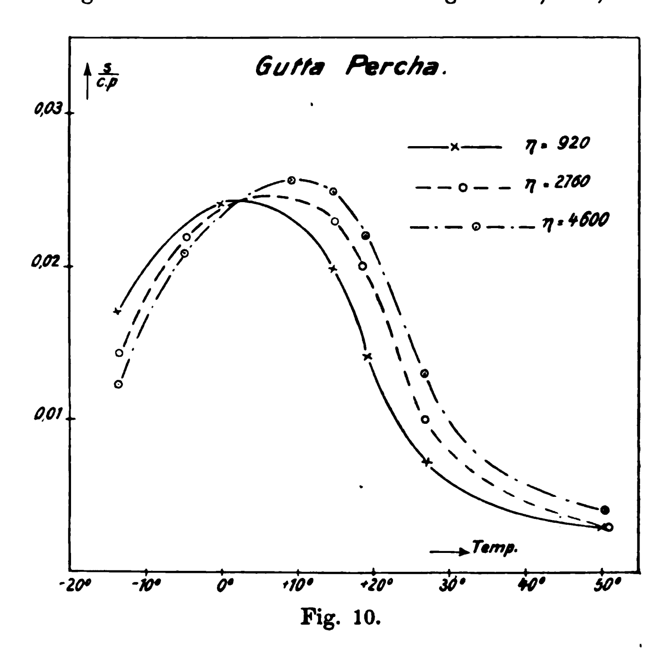


Fig. 10.

Variation der Kapazität mit der Temperatur normal ist, insofern als sie zunimmt mit wachsender Temperatur, die Variation von $\frac{S}{Cp}$ und der Leitfähigkeit S vollkommen anormal ist.

Der Verlustwinkel ändert sich mit der Temperatur, hat aber nahe bei dem Werte 15^0 ein Maximum (s. Fig. 10) und zwar ist dieser Maximalwert für jeden Wert der Frequenz nahezu der gleiche: die Kurven für die Variation des $\frac{S}{Cp}$ mit der Temperatur schneiden sich nahe bei 10^0. Diese Kurven für Guttapercha zeigen gewissermaßen das entgegengesetzte Verhalten wie beim vulkanisierten Kautschuk.

Oberhalb 20° ist der Temperaturkoeffizient des Verlustwinkels negativ, unterhalb jener Temperatur ist er positiv. Der Verlauf der Kurve ist durch zwei weitere Messungen bestätigt worden, die von zwei anderen Beobachtern an zwei oder drei weiteren Guttaperchakondensatoren ausgeführt worden sind.

Die Variation der Kapazität und daher auch der Dielektrizitätskonstanten mit der Temperatur ist vollkommen normal; sie wächst mit der Temperatur und beträgt bei 15° 2,83.

Dieser Wert ist sicherlich tiefer wie der für Gleichstrom. Für diesen Fall findet man in Büchern Angaben, die zwischen 3,5 bis 7,0 schwanken.

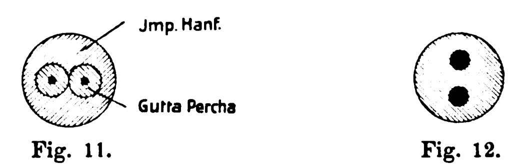


Fig. 11. Fig. 12.

Wir machten dann noch Messungen an gewöhnlichen guttaperchaisolierten Kabeln. Zwei Enden wurden für uns von der Caoutchuc, Guttapercha und Telegraph Company, Lt., hergestellt, von denen das eine aus einem Paar guttaperchaisolierten Drähten, die bedeckt waren mit imprägniertem Hanf um den Raum auszufüllen, das andere war ein zweidrähtiges und bestand aus einem Paar ähnlicher Kupferdrähte, die aber zum Unterschied von den vorigen beide in dieselbe Guttaperchaumhüllung eingebettet waren. Die Kupferdrähte waren in beiden Fällen rund und 1,22 mm bzw. 0,048 m im Durchmesser. Der Abstand ihrer Achsen betrug 0,24 cm.

Zuerst wurde festgestellt, daß die Größe des Kabels I das des zweiadrigen Kabels um nahezu das 4fache übertrifft.

Eine einfache Betrachtung zeigte indessen, daß dieses Resultat wie erwartet aus der Natur des Verlaufes der elektrischen Kraftlinien zwischen den beiden Leitern sich ergab. Beim zweidrähtigen Kabel verläuft dieser Weg fast vollständig in der Guttaperchaisolation. Wir haben es hier also zu tun mit einem Kondensator, dessen Dielektrikum nur aus Guttapercha besteht.

Bei dem ersteren Kabel laufen die elektrischen Kraftlinien teils durch imprägnierten feuchten Hanf mit dazwischen liegenden Luftzwischenräumen. Es ist daher das Dielektrikum zwischen Draht und Draht nicht homogen; es besteht vielmehr teils aus Guttapercha, teils aus Hanf, Wasser und anderen Substanzen.

Wenn man in Betracht zieht, in welchem Maße die Anwesenheit von Feuchtigkeit den dielektrischen Verlustwinkel beeinflußt hat, so ist es durchaus nicht überraschend, daß dieser bei dem ersten Kabel über 10 % beträgt.

Auch der effektive Widerstand ist im ersten Falle viel größer.

Auf gleiche Kabellängen bezogen ist die gegenseitige Kapazität zwischen den Drähten viel größer bei Kabel I wie für das zweite, obwohl die Drähte dieselbe Oberfläche und im ersten Fall viel weiter voneinander entfernt sind. Auch soll hervorgehoben werden, daß bei dem zweidrähtigen Kabel, wo das Dielektrikum fast ausschließlich Guttapercha ist, der Verlustwinkel bei 16° unabhängig von der Frequenz ist, was für Guttapercha als Dielektrikum bei dieser Temperatur charakteristisch ist. Andererseits ist das Dielektrikum für das erste Kabel nicht homogen und enthält Feuchtigkeit; bei ihm wächst der Verlustwinkel mit der Frequenz, was für Dielektrika charakteristisch ist, die Feuchtigkeit enthalten. Man ersieht hieraus also wie wichtig es ist, bei Telephonkabeln sowohl Hin- und Rückleitungsdrähte in ein gemeinsames Dielektrikum einzubetten und nicht gewöhnlichen imprägnierten Hanf zwischen getrennt mit Guttapercha isolierte und aneinander gelegte Drähte zu packen.

Die angeführten Tatsachen betreffs der dielektrischen Leitfähigkeit und des Verlustwinkels des Guttapercha sind von großer Bedeutung für seine Verwendung bei Unterseetelegraphen und Telephonkabeln. Zieht man den Einfluß von $\frac{S}{C}$ auf die Stromübertragung in Betracht, so ist es sehr schade, daß Guttapercha, welches sich vorzüglich als Isolationsmaterial für Kabel geeignet, eine normale Wechselstromleitfähigkeit bei gewöhnlichen Temperaturen besitzt.

Wenn man an seiner Stelle vulkanisierten Kautschuk verwenden könnte, würde man damit in dieser Hinsicht große Vorteile erzielen können. Wenn man irgend einen Weg finden könnte, als Dielektrikum für Unterseekabel trockenes Papier zu verwenden, so würde damit zweifellos eine große Verbesserung der Übertragung bei Telegraphie und Telephonie erreicht werden.

Untersucht wurden noch einige weitere Dielektrika mit normaler und anormaler Dielektrizitätskonstante wie Schiefer und Schwefel, die zwar nicht Verwendung finden für Kabel- und Kondensatordielektrizis, die aber ein spezielles Interesse haben.

Der Schiefer wurde zuerst sorgfältig getrocknet, indem er mehrere Tage lang in einem elektrischen Ofen erhitzt wurde.

Der Verlustwinkel bei nicht getrocknetem Schiefer ist für entsprechende Temperaturen und Frequenzen fast immer größer, und zwar viel größer als bei gut getrocknetem. Die Feuchtigkeit ist auch hier wieder die Ursache.

Schwefel.

Die Kapazität variiert kaum sowohl mit der Frequenz wie auch mit der Temperatur innerhalb der untersuchten Intervalle. Auch der Ausdruck $\frac{S}{Cp}$ und die Leitfähigkeit ändern sich kaum.

Wir fanden beim Schwefel die Dielektrizitätskonstante gleich 4,2 in guter Übereinstimmung mit anderen Beobachtern. Die Leitfähigkeitsmessungen ergeben einen außerordentlich großen spezifischen Widerstand für Wechselstrom. Dies stimmt gut überein mit dem bekannten sehr hohen Isolationsvermögen des Schwefels für Gleichstrom.

Folgerungen.

1. Alle untersuchten Dielektrika besitzen eine dielektrische Leitfähigkeit, die für Wechselstrom beträchtlich größer ist als für Gleichstrom.

2. Diese Vergrößerung der Leitfähigkeit hat für die gleiche Spannung einen größeren Energieverlust zur Folge.

3. Die Wechselstromleitfähigkeit wächst mit der Temperatur außer bei vulkanisiertem Kautschuk unterhalb 20^0 und Guttapercha oberhalb 15^0.

In beiden Fällen nimmt sie mit wachsender Temperatur ab.

Bei Mikanit und sehr trockenem Papier ist sie von der Temperatur innerhalb eines Intervalles von 0^0 und 60^0 unabhängig.

4. Die Wechselstromleitfähigkeit ist in den meisten Fällen eine lineare Funktion der Frequenz, die geschrieben werden kann in der Form $\sigma = a + b\,n$.

a und b sind Koeffizienten, die von der Temperatur abhängen, n bedeutet die Frequenz.

5. Die Wechselstromleitfähigkeit, im besonderen der Teil, der mit a bezeichnet worden ist, wird stark vergrößert durch das Vorhandensein von Feuchtigkeit im Dielektrikum.

Dieser Fall ist wahrscheinlich identisch mit der Leitfähigkeit für Gleichstrom.

6. Der Teil der Leitfähigkeit (a) ist möglicherweise elektrolytischer Natur, während der andere, welcher proportional mit der Frequenz

die Folge eines Energieverlustes ist; dieser ist möglicherweise analog dem Hysteresisverlust im Eisen.

7. Die Dielektrizitätskonstante ist für eine wechselnde elektrische Feldstärke bei den meisten Dielektrizis etwas kleiner als für gleich oder gleichgerichtete elektrische Kraft. In keinem Falle ist sie größer.

8. Bei reinem und vulkanisiertem Kautschuk ist möglicherweise der Temperaturkoeffizient der Dielektrizitätskonstanten negativ im Gebiet der benutzten Frequenzen und im Temperaturintervall von 0^0 bis 50^0 C. Indessen ist dieses Resultat nicht ganz sichergestellt.

9. Der Ausdruck $\frac{S}{Cp}$, nahezu identisch mit dem Verlustwinkel, ist für einige Dielektrika wie Mikanit und trockenes Papier eine Konstante, also unabhängig von Temperatur und Frequenz.

Für die meisten Dielektrika wächst er mit der Temperatur und nimmt ab mit der Frequenz. Die Änderung des Verlustwinkels mit der Temperatur beim vulkanisierten Kautschuk und Guttapercha ist vollkommen anormal.

10. Dielektrika wie Zelluloid und Guttapercha, die große Wechselstromleitfähigkeit besitzen, obwohl sie so weit wie möglich von Feuchtigkeit befreit wurden, zeigen in sehr ausgesprochenem Maße die Erscheinungen der dielektrischen Absorption und Restladung.

11. Bei gewissen Dielektrizis existiert eine Temperatur, bei der Verlustwinkel und die Wechselstromleitfähigkeit maximale Werte annehmen. (Nach dem Englischen von A. Esau.)

(Eingesandt 11. Februar 1913.)

Adresse der Autoren: Pender Electrical Laboratory, University College, Gower Street, London W. C.

Über die Berechnung der Wellenlänge bei Einschaltung eines Kondensators in eine Antenne.

Von **C. Tissot.**[1])

I. Theoretische Beziehungen. Kondensator eingeschaltet in der Mitte eines linearen Oszillators. Wir erinnern uns zunächst daran, wie man die bekannte Beziehung erhält, indem man von den Kirchhoffschen Gleichungen ausgeht.

In den in einer halben Wellenlänge schwingenden linearen Oszil-

1) Vgl. La Rev. Él. Tome XVIII, S. 392, 1912 und Bull. de la Soc. Int. Él. t. II (3), 453—463, 1912.



lator $A'B'$ schaltet man in der Mitte den Kondensator M von der Kapazität C_0. A priori weiß man, daß die Intensität an den Enden null bleiben muß. Da die Ladungen jeder der Kondensatorbelegungen gleich und von entgegengesetztem Vorzeichen sind, so besteht eine Diskontinuität des Potentials am Punkte, wo sich der Kondensator befindet, jedoch kann es dort keine Diskontinuität der Intensität geben.

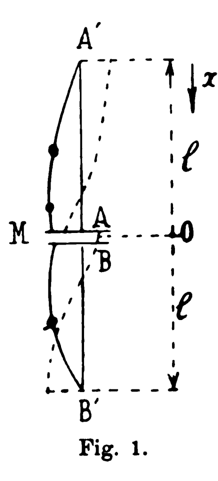


Fig. 1.

Im übrigen haben wir notwendigerweise einen Knotenpunkt des Potentials an Stelle eines Strombauches und vice versa.

Diese elementaren Überlegungen geben an, wie die allgemeine Verteilung der Intensität und der Spannung längs dem Oszillator ist (Fig. 1).

Um eine quantitative Beziehung zu bekommen, wird man suchen die Ausbreitungs-Gleichungen zu befriedigen:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial x} &= -C_1 \frac{\partial V}{\partial t} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} &= \frac{1}{C_1 L_1} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

indem man setzt

$$V = \left(A_1 \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} + B_1 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}\right) \cos 2\pi \frac{t}{T} \quad (2)$$

und Rechnung trägt den Grenzbedingungen:

In A', für $x = 0$,

$$I = 0;$$

In M, für $x = l$,

$$I_M = C_0 \frac{\partial (V_B - V_A)}{\partial t} = +\, 2 C_0 \frac{\partial V_B}{\partial t} \quad (3)$$

Das Zeichen + zeigt an, daß, wenn der Strom von B' nach A' geht, die Belegung B sich ladet und $\partial V_B > 0$.

Man erhält einen ersten Ausdruck für I_M indem man den Ausdruck der Gleichung (2) von V in Gleichungen (1) substituiert und daselbst $x = l$ macht.

Ein zweiter Ausdruck für I_M ist durch die Beziehung der Gleichung (3) geliefert. Durch Gleichsetzung der beiden Ausdrücke von I_M erhält man sofort die bekannte Beziehung:

$$\frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = -2\frac{C_0}{C_1}$$

Um auf den Fall überzugehen, wo am Fuß der Antenne ein Kondensator eingeschaltet ist (Halboszillator), kann man sich den Kondensator M ersetzt denken durch zwei identische Kondensatoren m, m', in Reihe geschaltet, symmetrisch zum Mittelpunkt O des ganzen Oszillators und im Gesamtwert äquivalent mit dem Kondensator M.

Dies führt dazu C_0 durch $\frac{C_0}{2}$ zu ersetzen für den vorliegenden Fall und zu schreiben

$$\frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = -\frac{C_0}{C_1}$$

Die Untersuchung von zwei einfachen Grenzfällen zeigt, daß die Beziehung Resultate liefert, die mit der Erfahrung übereinstimmen.

Für $C_0 = 0$ hat man

$$\operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = 0$$

d. h.

$$\frac{2\pi l}{\lambda} = m\pi$$

Der kleinste Wert, den man m beilegen kann, $m = 1$, entspricht $l = \frac{\lambda}{2}$: die am Fußpunkt isolierte Antenne schwingt in einer halben Wellenlänge.

Für $C_0 = \infty$ hat man

$$\operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = \infty, \qquad l = \frac{\lambda}{4}$$

Die Antenne schwingt in einer Viertelwellenlänge.

Für einen endlichen Wert von C_0 hat $\operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda}$ einen endlichen und negativen Wert.

Man hat

$$\frac{2\pi l}{\lambda} > \frac{\pi}{2} \quad \text{und} \quad l > \frac{\lambda}{4}$$

Es ergibt sich also stets eine Verkürzung der Wellenlänge, wenn man am Fußpunkt einer Antenne einen Kondensator einschaltet.

Kondensator an beliebiger Stelle eingeschaltet. Wir betrachten sofort den Fall des Halb-Oszillators (Antenne—Erde).

Die Rechnung geschieht genau wie im vorhergehenden Falle.

Auf OB (Fig. 2) hat man, unter Berücksichtigung der Grenzbedingungen in O, $V = 0$ für $x = 0$, für Spannung und Strom:

$$V = A_1 \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T} \tag{1}$$

$$I = -\frac{\lambda}{T} C_1 A_1 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \sin 2\pi \frac{t}{T} \tag{1'}$$

wobei die x positiv gerechnet sind von O nach B.

Auf $A'A$ hat man, für Bedingung in A', $I = 0$ für $x' = 0$, ebenfalls:

$$V = A \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

$$V = A \cos 2\pi \frac{x'}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T} \tag{2}$$

$$I = \frac{\lambda}{T} C_1' A \sin 2\pi \frac{x'}{\lambda} \sin 2\pi \frac{t}{T} \tag{2'}$$

wobei die x' positiv gerechnet sind vor A' nach A.

Indem man in Gleichung (1′) $x = l$ macht, erhält man einen ersten Ausdruck des Stromes I_M in M

$$I_M = -\frac{\lambda}{T} C_1 A_1 \cos 2\pi \frac{l}{\lambda} \sin 2\pi \frac{t}{T} \tag{3}$$

Ebenso, für $x' = l$, in Gleichung (2′) erhält man einen zweiten Ausdruck des Stromes I_M

$$I_M = \frac{\lambda}{T} C_1' A \sin 2\pi \frac{l'}{\lambda} \sin 2\pi \frac{t}{T} \tag{4}$$

Endlich erhält man einen dritten Ausdruck des Stromes in M durch

$$I_M = C_0 \frac{d}{dt}(V_B - V_A)$$

oder vielmehr hier

$$I_M = C_0 \frac{d}{dt}(V_B + V_A) \tag{5}$$

da x und x' in entgegengesetztem Sinne gerechnet sind, und indem man V_B und V_A ersetzt durch ihre aus Gleichungen (1) und (2) entnommenen Werte.

Nimmt man die drei Ausdrücke für den Strom identisch, d. h. indem man die zweiten Glieder der Gleichungen (3), (4) und (5) gleichsetzt, so erhält man zwei Gleichungen, zwischen denen man A_1 eliminiert, was zu der Beziehung führt

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{C_0}{C_1} \operatorname{tang} 2\pi \frac{l}{\lambda} - \frac{C_0}{C_1'} \cot 2\pi \frac{l'}{\lambda} \tag{6}$$

welche die allgemeine Lösung liefert, für die Grundschwingung, des Problems eines in eine Antenne eingeschalteten Kondensators.

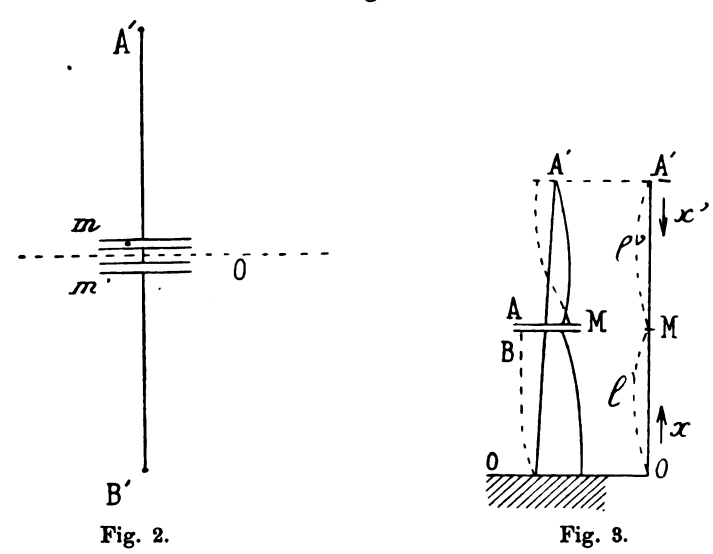


Fig. 2. Fig. 3.

Eine elementare Diskussion erlaubt zunächst zu zeigen, daß diese Relation, in zwei wohlbekannten Fällen, zu Resultaten führt, die mit der Erfahrung übereinstimmen.

Nehmen wir beispielsweise an, daß die Länge l des Teiles des Leiters, der den Kondensator AB mit der Erde verbindet, gegen Null tendiert. Da dieser Leiter im übrigen eine unitarische Kapazität C' von endlichem Wert behält, so hat man an der Grenze

$$\frac{\lambda}{2\pi} = -\frac{C_0}{C_1'} \cot 2\pi \frac{l'}{\lambda}$$

d. h. man findet wieder die Beziehung, die dem Fall des am Fuß einer Antenne eingeschalteten Kondensators C_0 entspricht.

Machen wir jetzt $C_0 = \infty$, d. h. untersuchen wir was geschieht

wenn man an irgend einem Punkte M einer Antenne einen Kondensator von sehr großer Kapazität einschaltet. Indem wir die Beziehung (6) schreiben

$$\frac{\lambda}{2\pi}\frac{1}{C_0} = \frac{1}{C_1}\operatorname{tang} 2\pi\frac{l}{\lambda} - \frac{1}{C_1'}\frac{1}{\operatorname{tang} 2\pi\frac{l'}{\lambda}}$$

sieht man, daß man für $C_0 = \infty$ bekommt:

$$\operatorname{tang} 2\pi\frac{l}{\lambda}\operatorname{tang} 2\pi\frac{l'}{\lambda} = \frac{C_1}{C_1'}$$

Die allgemeine Diskussion würde ziemlich delikat sein. Aber es ist zu beachten, daß C_1 und C_1', die die unitarischen Kapazitäten der linearen Leiter l und l' repräsentieren, praktisch wenig verschiedene Werte haben. Unter dieser Annahme kann man schreiben

$$\frac{C_1}{C_1'} = 1 + \varepsilon$$

wo ε sehr klein ist.

Man hat dann

$$\operatorname{tang} 2\pi\frac{l+l'}{\lambda} = \frac{\operatorname{tang} 2\pi\frac{l}{\lambda} + \operatorname{tang} 2\pi\frac{l'}{\lambda}}{1 - \operatorname{tang} 2\pi\frac{l}{\lambda}\operatorname{tang}\frac{2\pi l'}{\lambda}}$$

$$= -\frac{1}{\varepsilon}\left(\operatorname{tang} 2\pi\frac{l}{\lambda} + \operatorname{tang} 2\pi\frac{l'}{\lambda}\right)$$

und $\operatorname{tang} 2\pi\frac{l+l'}{\lambda}$ hat einen um so größeren Wert, je kleiner man ε annimmt.

Für $\varepsilon = 0$ hat man als Grenzfall

$$2\pi\frac{l+l'}{\lambda} = \frac{\pi}{2}$$

d. h.

$$l + l' = \frac{\lambda}{4}$$

Und wo auch der Punkt sich befindet, in dem man den Kondensator einschaltet, so ist bei einem sehr großen Wert seiner Kapazität der Schwingungsvorgang so, als wenn der Kondensator gar nicht vorhanden wäre.

II. Experimentelle Verifikationen. Einfache Antenne. Ich habe mir nun zunächst die Frage vorgelegt, in welchem Maße diese Beziehungen sich auf einen linearen Oszillator anwenden lassen, der aus einer einfachen linearen Antenne besteht.

Ähnliche experimentelle Verifikationen sind schon von Seibt für den Fall ausgeführt worden, wo sich die Kapazität am Ende des Oszillators befindet, und von Guyau[1]) für den Fall, wo eine Selbstinduktion am Fuße der Antenne eingeschaltet ist, aber ich glaube nicht, daß der allgemeine Fall Gegenstand methodischer Messungen gewesen ist. Es erscheint mir deshalb von Interesse die von mir erhaltenen Resultate bekannt zu geben.

Die benutzte einfache Antenne bestand aus einem vertikalen Draht von 0,4 cm Durchmesser und 56 m Länge, mit dem unteren Teil an Erde gelegt; bald am Fußpunkt, bald an einem anderen bestimmten Punkte wurden als Kapazität Leidener Flaschen verschiedener Größe eingeschaltet.

Diese Kondensatoren waren geeicht auf *Hochfrequenz* mit Hilfe von Luftkondensatoren bekannter Kapazität nach meiner Methode[2]) mit Hilfe des Poulsen-Lichtbogens.

Die Wellenlängen wurden gleichfalls mit großer Sorgfalt ermittelt mit Hilfe eines sorgfältig geeichten Wellenmessers.

Als Zwischenschaltungspunkte für die Kapazitäten wurden gewählt:

1. Der Fußpunkt der Antenne;
2. Die Mitte der Antenne.

Gemäß oben Gesagtem hat man für den Fußpunkt:

$$\frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = -\frac{c_0}{c_1} \tag{1}$$

für die Mitte:

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{c_0}{c_1} \operatorname{tang} \frac{2\pi l_1}{\lambda} - \frac{c_0}{c_1'} \cot \frac{2\pi l_1'}{\lambda}$$

indem man $l_1 = l_1' = \frac{l}{2}$ (wo l gleich der ganzen Länge der Antenne ist) macht und beachtet, daß dann $c_1 = c_1'$ hat man:

$$\frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = -2\frac{c_0}{c_1} \tag{2}$$

1) A. Guyau, La Lum. Él. 1911.
2) Bull. de la Soc. d. Él. Nr. 87, t. IX, 1909.

Anstatt direkt die Werte der beobachteten mit den berechneten Wellenlängen zu vergleichen, werden wir, was auf dasselbe hinauskommt, die beiden Glieder der Relationen (1) und (2) oder vielmehr der identischen Relationen (3) und (4) vergleichen,

$$\frac{\lambda}{2\pi l} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = - \frac{c_0}{c_1 l} \tag{3}$$

$$\frac{\lambda}{2\pi l} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = - 2 \frac{c_0}{c_1 l} \tag{4}$$

Man hat für c_1 den Wert adoptiert aus der bekannten Relation

$$c_1 = \frac{1}{2L\frac{l}{r}}$$

was hier gibt

$$c_1 l = 280 \text{ cm}$$

ein Wert, der übrigens sehr merklich mit demjenigen übereinstimmt den die direkte Messung der Antennenkapazität liefert. Die drei benutzten Kondensatoren hatten die Hochfrequenz-Kapazitätswerte von 330, 450 und 1750 cm respektive.

Indem man sie in die Antenne schaltete, die eine Eigenwellenlänge von 222 m (etwas größer als $4l$) hatte, erhielt man die folgenden Resultate:

Eingeschaltete Kapazitäten		Gemessene Wellenlängen	$\frac{c_0}{c_1}$	$2\frac{c_0}{c_1}$	$\frac{\lambda}{2\pi l} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda}$
$B_3 =$ 330 cm	Fußpunkt . .	176 m	1,18		1,17
	Mitte	193 m		2,36	2,35
$B_1 =$ 450 cm	Fußpunkt . .	184 m	1,61		1,60
	Mitte	200 m		3,22	3,25
$B_2 =$ 1750 cm	Fußpunkt . .	208 m	6,25		6,15
	Mitte	216 m		12,50	14,30

Die Übereinstimmung ist so befriedigend wie möglich.

Eine merkliche Divergenz ist nur für den Fall des Kondensators von 1750 cm, eingeschaltet in die Mitte der Antenne, vorhanden. Es ist jedoch zu beachten, daß die Tangente von $\frac{2\pi l}{\lambda}$ dann sehr schlecht bestimmt ist, da der Bogen $\frac{2\pi l}{\lambda}$ bei $\frac{\pi}{2}$ liegt. In der Tat verhält sich die Kapazität von 1750 cm, in der Mitte der Antenne ein-

geschaltet, fast wie eine unendlich große Kapazität. Die Relationen scheinen also in aller Strenge auf die lineare Antenne anwendbar.

Vielfachantennen. Wir haben versucht, in welchem Maße die Relationen auf Vielfachantennen anwendbar sind, wobei wir uns mehr speziell auf die Fälle der homogenen prismatischen Antenne und der vertikalen Rost-Antennen beschränkten. a) Prismatische Antenne: Die benutzte Antenne bestand aus vier parallelen vertikalen Zweigen, gehalten durch Querstangen von 1 m Länge; totale Länge 56 m, wovon 50 m auf die Vielfachantenne entfielen. Die Eigenwellenlänge dieser Antenne betrug 254 m.

Durch Einschalten der vorerwähnten Kondensatoren erhielt man:

Eingeschaltete Kapazitäten	Wellenlängen
$B_3 =$ 330 cm	170 m
$B_1 =$ 450 cm	188 m
$B_2 =$ 1750 cm	226 m

Um die Beziehung

$$\frac{\lambda}{2\pi l} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = -\frac{c_0}{c_1 l}$$

anzuwenden, wird man die Vielfachantenne sich ersetzt denken durch eine äquivalente lineare Antenne, d. h. von gleicher Wellenlänge

$$l_e = \frac{\lambda_0}{4} = 63{,}5 \text{ m}$$

63,5 m ist die äquivalente Länge der betrachteten Antenne. Durch Einführung dieses Wertes l_e an Stelle von l erhält man

Eingeschaltete Kapazitäten	Wellenlängen	$\frac{\lambda}{2\pi l_e} \cdot \operatorname{tang} \frac{2\pi l_e}{\lambda}$	$c_1 l_e$
$B_3 =$ 330 m	178 m	0,562	588 m
$B_1 =$ 450 m	188 m	0,765	590 m
$B_2 =$ 1750 m	226 m	2,905	600 m

Wir können hier nicht a priori den Wert von c_1 berechnen und wir entnehmen aus der Relation den Wert von $(c_1 l_e)$, der totalen Kapazität der äquivalenten Antenne als Funktion der bekannten Kapazitäten c_0.

Da man andererseits durch direkte Messung den Wert der Kapazität der Antenne erhalten kann, so ist die Kontrolle sehr einfach.

Wir haben so für die Kapazität der Antenne direkt gefunden

$$c = 530 \text{ cm}$$

ein Wert, der kleiner ist als derjenige von $(c_1 l_e)$.

Man muß aber beachten, wenn man für bequeme Rechnung die äquivalente Länge l_e eingeführt hat, was uns in Wirklichkeit die Beziehung liefert

$$\frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = -\frac{c_0}{c_1}$$

in ihrer primitiven Form, daß es sich um den Wert der unitarischen Kapazität c_1 der Antenne $\frac{c_1 l}{l_e}$ handelt.

Diese unitarische Kapazität kann definiert werden als das Verhältnis $\frac{l}{c}$ der totalen Kapazität zur wahren Länge der Antenne. Eine solche Betrachtung ist angängig, da die Antenne homogen ist.

Man hat also einerseits

$$\frac{c}{l} = 9{,}50$$

und man findet für $\frac{c_1 l}{l_e}$ die Werte

$$9{,}25, \quad 9{,}30, \quad 9{,}45$$

in guter Übereinstimmung.

Rost-Antenne. Dieselbe bestand aus fünf parallelen Drähten von 50 m Länge und 2,50 m Abstand. Eigenwellenlänge $\lambda_0 = 370$ m.

Mit den Kondensatoren B_1 und B_2 am Fußpunkt wurde gefunden

$$\text{mit } B_2 = 1750 \text{ cm}, \qquad \lambda = 293 \text{ m}$$
$$\text{mit } B_1 = 450 \text{ cm}, \qquad \lambda = 228 \text{ m}$$

Die äquivalente Länge der Antenne war hier

$$l_e = \frac{\lambda_0}{4} = 92{,}5 \text{ m}$$

Durch die gleiche Rechnung wie vorher erhält man

Eingeschaltete Kapazitäten	Wellenlängen gemessen	$\frac{\lambda}{2\pi l_e} \cdot \operatorname{tang} \frac{2\pi l_e}{\lambda}$	$c_1 l_e$
$B_1 = 450$ cm	228 m	0,276	1625
$B_2 = 1750$ cm	293 m	1,105	1590

Die direkte Messung der Antennenkapazität ergab

$$c = 970 \text{ cm}$$

Wenn man die Länge von 56 m für wahre Länge der Antenne annimmt, so hat man für c abgeleitet aus $c_1 l_e$ die Werte

$$1625 \cdot \frac{56}{92,5} = 985 \text{ cm} \quad \text{und} \quad 1590 \cdot \frac{56}{92,5} = 960 \text{ cm}$$

welche noch sehr merklich mit der gemessenen Kapazität übereinstimmen.

Als Schlußfolgerung ist es nicht unnütz zu bemerken, daß die Anwendung der angegebenen Relationen ein einfaches Mittel liefert, den Wert der Kapazität eine Antenne mit einer Annäherung zu bestimmen, die erheblich größer ist als nach der gewöhnlich benutzten Relation

$$c = \frac{\lambda_0^2 - \lambda^2}{\lambda^2} c_0$$

wo λ_0 die Eigenwellenlänge der Antenne darstellt und λ die Wellenlänge, die man durch Einschalten einer Kapazität c_0 am Fußpunkt der Antenne erhält.

Im letzt betrachteten Falle würde man beispielsweise haben

$$\lambda_0 = 370 \text{ m}, \quad \lambda = 228 \text{ m}, \quad c_0 = 450 \text{ cm}$$

und $c = 735$ cm, ein Wert, der sehr weit vom wirklichen Wert absteht. (Nach dem Französischen. E.)

(Eingesandt 10. Januar 1913.)

Adresse des Autors: Laboratoire central de la Marine, 11 Boulevard Morland, Paris.

Über eine neue Form der Stosserregung elektrischer Schwingungen.

Von Moritz Vos.

A. Allgemeines und Historisches über Stoßerregung.

J. v. Geitler[1]), Fürst Galitzin[2]), A. Oberbeck[3]), R. Domalip und Kolaček[4]), M. Wien[5]), und P. Drude[6]) haben gezeigt, daß, wenn zwei isochrone Schwingungskreise nicht zu lose miteinander gekoppelt werden, im allgemeinen in jedem dieser Schwingungskreise zwei Schwingungen mit verschiedenen Frequenzen vorhanden sind. Indem diese beiden Schwingungen miteinander interferieren, entstehen Schwebungen,

1) J. v. Geitler, Wien. Ber. **104** [2a], 169—181, 994—1013, 1895.
2) Fürst Galitzin, Petersb. Ber. Mai und Juni 1895.
3) A. Oberbeck, Wied. Ann. **55**, 623, 1895.
4) Domalip u. F. Kolaček, Wied. Ann. **57**, 731, 1896.
5) M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897.
6) Drude, Ann. d. Phys. (4) **13**, 512, 1904.

und es findet dann ein periodisches Hin- und Herwandern der Energie zwischen Primär- und Sekundärsystem statt.

Max Wien hat dann in der Physikalischen Zeitschrift[1]) eine Methode der Schwingungserzeugung angegeben, bei welcher die Entstehung dieser beiden Schwingungen trotz der engen Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem vermieden ist.

Das Prinzip dieser Methode besteht darin, daß im Augenblick, wo die resultierende Amplitude im Primärsystem gleich Null geworden ist und die ganze Energie sich im Sekundärsystem befindet, der Primärschwingungskreis automatisch geöffnet wird, so daß das Sekundärsystem dann als ungekoppelter Kreis mit seiner Eigenperiode und Eigendämpfung ausschwingen kann. Diese Methode der Schwingungserzeugung wird allgemein als „Stoßerregung" der Schwingungen bezeichnet. Wie Wien[2]) dann weiter experimentell nachgewiesen hat, kann unter gewissen günstigen Bedingungen jene automatische Öffnung dadurch geschehen, daß der Widerstand der zur Erregung der Schwingungen im primären Schwingungskreis eingeschalteten sehr kurzen zischenden Funkenstrecke im Augenblick, wo die resultierende Amplitude im Primärsystem Null geworden ist, so groß wird, daß der Funke abreißt (Löschwirkung der Funkenstrecke), und das Primärsystem daher, wie es zur Stoßerregung der Schwingungen notwendig ist, selbständig geöffnet wird.

Die Bedingungen dafür, daß Stoßerregung der Schwingungen eintritt, sind, wie M. Wien selbst anführt[3]), folgende:

1. Genügende Löschwirkung der verwendeten Funkenstrecke.
2. Genügende Dauer des ersten Minimums im Stoßkreis.
3. Genügende Einstimmung der beiden Systeme.

Kurze Funkenstrecken mit großen massiven Silber- oder Kupferelektroden löschen am besten. Alle Mittel, die eine schnelle Entionisierung der Funkenbahn und eine schnelle Wärmeabfuhr von den Elektroden begünstigen, sind ausgezeichnete Hilfen für die Löschwirkung[4]). Dazu gehören das Einbetten der Funkenstrecke in Wasserstoff, die Verwendung von wassergekühlten Elektroden aus gut wärme-

---

1) M. Wien, Phys. Ztschr. 7, 871, 1906; 9, 49, 1908.

2) M. Wien, Phys. Ztschr. 7, 871, 1906; 9, 49, 1908; Ann. d. Phys. (4) 25, 644, 1908.

3) M. Wien, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 4, 135, 1910.

4) A. Epinosa, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1, 480, 1908.

leitenden Materialien, das mechanische Anblasen der Funkenstrecke, das magnetische Anblasen der Funkenstrecke usw.

Die Dauer des Minimums im Stoßkreis ist durch die Größe der Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem gegeben. Je enger die Koppelung, desto kürzere Dauer hat das Minimum; also muß man im allgemeinen schwächer koppeln, damit Löschwirkung eintritt. Der Einfluß der Koppelung auf die Löschwirkung sehr kurzer Löschfunkenstrecken hat Herr Riegger[1]) untersucht.

Genügende Einstimmung ist eine notwendige Bedingung für die Löschwirkung, da sonst die Minima im Stoßkreis nicht Null werden und die Entionisierung der Funkenstrecke dann zu gering wäre.

Auch andere Forscher haben Anordnungen zur Stoßerregung elektrischer Schwingungen unter Anwendung dazu geeigneter Funkenstrecken angegeben; so z. B. die Herren Br. Glatzel[2]) und Siegfried Arndt[3]).

M. Wien hat später dann noch gezeigt, daß Löschwirkung auch mit längeren Funkenstrecken zu erreichen ist, doch muß hier die Koppelung viel loser gemacht werden. Auch in diesem Falle löschen Silber und Kupfer am besten, Magnesium am schlechtesten. Bei diesen langen Funkenstrecken kommt es sehr auf die Einstimmung beider Systeme an.

Obwohl die Löschwirkung bei guter Abstimmung sehr regelmäßig ist, so hat diese Art der Stoßerregung doch manche Nachteile. Der Nutzeffekt der Anordnung ist bei großen Spannungen auch bei Silber gering; die scharfe Abstimmung ist schwierig und unbequem. Ist der Sekundärkreis relativ stark gedämpft, so wird die Stoßerregung unrein, da die Zeit, bis zu welcher die Energie ganz in das Sekundärsystem übergegangen ist, zu groß wird im Verhältnis zu der Dauer des Ausschwingens.

Eine einfache und radikale Methode, um Löschwirkung auch bei längeren Funkenstrecken zu erreichen, hat M. Wien dann in der Physikalischen Zeitschrift 11, 76—77, 1910 zuerst beschrieben[4]).

Er schaltet zur Erzielung besserer Löschwirkung außer der Funkenstrecke Geißlersche Röhren in den Stoßkreis ein.

1) H. Riegger, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 5, 35—59, 1911.

2) Br. Glatzel, Verh. D. Phys. Ges. 12, 590—612, 830—841, 842—846, 1910.

3) Siegfried Arndt, Leipz. Sitzber., math.-phys. Kl. 61, 117—120, 1910.

4) M. Wien, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 4, 155, 1910.

Da diese Methode der Stoßerregung mit Löschröhren für vorliegende Untersuchung von grundlegender Bedeutung ist, so soll sie hier etwas näher besprochen werden. Wien untersucht zunächst eingehend, wie die Löschwirkung von der Koppelung, dem Gasdruck, der Gasart, dem Metall der Elektroden, ihrer Form und Größe, dem Funkenpotential und der Kapazität im Stoßkreis abhängt. Er kommt zu folgenden Resultaten. Die Löschwirkung der Röhren hängt nur wenig von der Form der Röhre, der Gasart, der Form der Elektroden, sowie der Kapazität ab; dagegen sind Gasdruck, Metall und Größe der Elektroden und Funkenpotential von ausschlaggebender Bedeutung. Als günstigster Gasdruck ergab sich etwa 0,1 bis 1,0 mm Hg. Auch hier löschen Kupfer und Silber am besten, Magnesium viel schlechter. Die Löschwirkung nimmt mit wachsender Spannung ab, bei 80000 Volt sind schon zwei Röhren notwendig, bei 100000 Volt ist regelmäßige Löschwirkung nicht mehr zu erreichen.

Auch der Nutzeffekt der Hochfrequenztransformation wurde untersucht, d. h. das Verhältnis der im Sekundärsystem pro Zeiteinheit in Wärme oder Strahlung umgesetzten Schwingungsenergie zu der dem Stoßkreis zugeführten Leistung. Der beste Wirkungsgrad von 80 bis 86 % wurde bei Spannungen von 30000—80000 Volt an Löschröhren mit kleinen Kupfer- und Silberelektroden erzielt. Der bequemen Anwendung der Methode und den mit ihr unter den verschiedensten Betriebsverhältnissen in bezug auf Kapazität, Spannung und Koppelung erzielten sehr günstigen Resultaten, steht ein Nachteil, die geringe Lebensdauer der Löschröhren, bei dauernder hoher Beanspruchung, gegenüber.

Wie M. Wien selbst anführt[1]), werden die Röhren bei längerem Durchgang der Entladungen leicht zerstört; einmal, weil die Elektroden selbst sehr warm werden und dann das Glas an der Eintrittstelle des Platindrahtes springt; vor allem jedoch tritt eine allmähliche Änderung der Elektrodenoberfläche ein; äußerlich kennzeichnet sich diese Änderung dadurch, daß die Lichtpunkte und Büschel, welche die starken Entladungen begleiten, allmählich von der Oberfläche der Elektroden verschwinden und sich dafür mehr an der Eintrittsstelle des Platindrahtes konzentrieren, wo sie helle Lichtbündel bilden. Dadurch wird das Glas an der Stelle mit der Zeit zerfressen und die Röhre zerstört. Es wurde deshalb nach einer Anordnung gesucht, welche unter Beibehaltung des Prinzips, diesen Übelstand beseitigt.

B. Das Wesen der neuen Anordnung.

Das Leitmotiv bei der Konstruktion der neuen Anordnung war die Anwendung elektrodenloser Geißlerröhren, die gleichzeitig als Kapazität im Stoßkreis verwendet werden.

Das wurde erreicht, indem die äußere F_1 und innerste F_2-Zylinderfläche eines doppelwandigen Glaszylinders (Weinholdsches oder Dewarsches Gefäß, Fig. 1) wie eine gewöhnliche Leidener Flasche bis auf einen entsprechenden Rand versilbert oder mit Stanniol beklebt wurde. Der Hohlraum H des doppelwandigen Glaszylinders wird bis auf wenige Millimeter Hg evakuiert. Der so entstandene Kondensator wird mit Innen- und Außenanschlüssen versehen. Er wird in einen Schwingungskreis, den Stoßkreis, an Stelle eines gewöhnlichen Kondensators eingeschaltet. Mit diesem primären Schwingungskreis ist ein sekundärer Schwingungskreis mehr oder weniger stark gekoppelt.

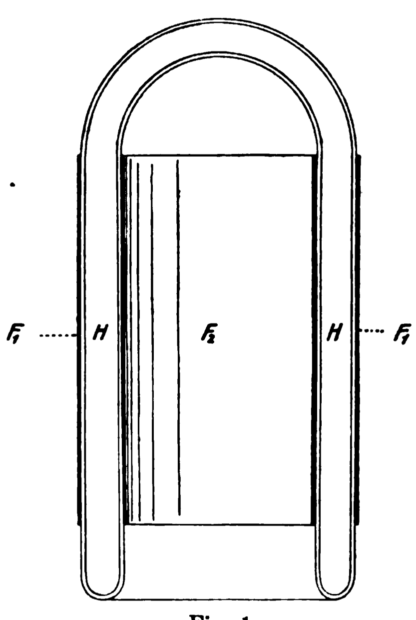


Fig. 1.

Die Wirkungsweise ist im Prinzip folgende:

Unter gewöhnlichen Umständen stellt die soeben beschriebene Anordnung einen gewöhnlichen Kondensator dar, dessen Dielektrikum teilweise aus Glas und teilweise aus Luft besteht. Seine Kapazität ist mit großer Annäherung gegeben durch die Formel:

$$C_0 = \frac{F}{4\pi\left(D + \frac{d}{\varepsilon_0}\right)}$$

worin C_0 die Kapazität, F die belegte Fläche des Kondensators, D die Dicke der Luftschicht, d die Dicke des Glases und ε_0 die Dielektrizitätskonstante desselben bedeutet. Ganz anders verhält sich aber die

Anordnung, wenn etwa durch Ionenstoß, indem man die Belege des Kondensators mit einer Stromquelle großer Potentialdifferenz verbindet, die im Hohlraum H vorhandene verdünnte Luft so stark ionisiert und dadurch die Leitfähigkeit so bedeutend wird, daß auch für sehr schnelle Schwingungen in der ionisierten Luft die Leitungsströme sehr viel stärker als die Verschiebungsströmen sind; oder anders ausgedrückt, daß

$$\varepsilon_1 \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} \ll 4\pi \cdot \lambda \cdot \mathfrak{E}$$

ist, wo ε_1 die Dielektrizitätskonstante, $\mathfrak{E}$ die elektrische Feldintensität in der ionisierten Luft und λ ihre spezifische Leitfähigkeit bedeutet. In diesem Falle stellt die Anordnung gewissermaßen zwei hintereinandergeschaltete Kondensatoren mit Glasisolation und einer dazwischenliegenden elektrodenlosen Geißlerröhre dar, denn der Beleg F_1 bildet mit der ionisierten Luft einerseits und die ionisierte Luft mit F_2 andererseits je einen Kondensator.

Die Wirkungsweise ist im Prinzip also dieselbe wie bei der Wienschen Löschröhre, mit dem Unterschiede jedoch, daß die Löschröhre hier keine im Glase eingeschmolzene Elektroden besitzt, und andererseits im Augenblick des Löschens infolge der bedeutenden Kapazitätsänderung noch eine Verstimmung zwischen Stoßkreis und Sekundärsystem eintritt, wodurch die Löschwirkung noch vervollkommnet wird.

Die Kapazität im leitenden Zustande der Luft ist im Grenzfalle:

$$C_1 = \frac{\varepsilon_0 F}{4\pi d}$$

und das Verhältnis der Kapazitäten im ionisierten und nicht ionisierten Zustand ist:

$$\frac{C_1}{C_0} = \varepsilon_0 \frac{D}{d} + 1$$

Sein Überschuß über 1 ist um so bedeutender, je größer das Verhältnis von Dicke der Luftschicht zu Glasdicke ist; je größer $\frac{C_1}{C_0}$ ist, desto größer ist die Verstimmung, desto sicherer die Löschwirkung. Die Vorteile dieser Anordnung sind folgende:

1. Geringe Erwärmung infolge der großen Oberfläche und der daraus resultierenden geringen Stromdichte.

2. Eine Zerstörung ist infolge des Nichtvorhandenseins im Glase eingeschmolzener Elektroden so gut wie ausgeschlossen.
3. Nach erfolgter Energieübertragung vom primären auf den sekundären Schwingungskreis tritt nicht nur eine Öffnung des primären, sondern infolge der bedeutenden Kapazitätsverminderung in demselben eine Verstimmung zwischen beiden Systemen ein; denn der Kondensator behält seinen richtigen kapazitiven Wert im Schwingungskreis nur so lange, als die im Hohlraum *H* vorhandenen verdünnten Gase ionisiert bleiben.

C. Die zu untersuchenden Fragen.

Es war zunächst die Aufgabe folgender Untersuchung, festzustellen, inwiefern Koppelung, Gasdruck, Gasart, Kapazität, Elektrodenmaterial und Funkenpotential der Funkenstrecke für die Löschwirkung mit Hilfe dieser Kondensatoren, die ich als „Löschkondensatoren" bezeichnen möchte, von Einfluß sind.

Es schien außerdem wünschenswert, den Wirkungsgrad dieser Anordnung in Abhängigkeit von den verschiedenen Betriebsbedingungen zu untersuchen, da diese Frage für die praktische Anwendung der Anordnung von eminenter Bedeutung ist.

D. Die Versuchsanordnung.

Die bei den folgenden Versuchen verwendete Anordnung ist die in Fig. 2 skizzierte.

Als Stromquelle zur Speisung des Funkeninduktors *J* wurde ein Lichtleitungsnetz mit 150 *V* Spannung verwendet. Zur Unterbrechung dieses Primärstromes stand mir ein Rekordunterbrecher *U* der Firma Reiniger, Gebbert & Schall zur Verfügung[1]). Er gestattet, die Unterbrechungszahl fast kontinuierlich zwischen 0 und 92 pro Sekunde zu variieren. Ein im Primärstromkreis eingeschalteter Kurbelrheostat *W* gestattete die Stromzufuhr zu regulieren.

Der Stoßkreis *I* bestand aus dem Löschkondensator C_1, der Selbstinduktionsspule L_1 und der Funkenstrecke *F*. Er wurde durch die Sekundäre eines großen Induktors *J* der Firma Kohl in Chemnitz gespeist.

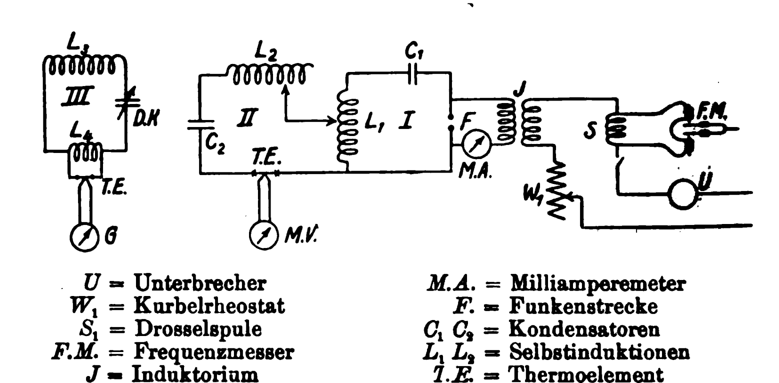
---

1) Vgl. Fig. 3 und die Gebrauchsanweisung für den Rekordunterbrecher dieser Firma.



Der Löschkondensator selbst (Fig. 4) bestand aus zwei in einem isolierten Eisengestell montierten Dewarschen Gefäßen. Sie waren innen und außen mit Stanniol nach Art der Belege einer Leidener Flasche beklebt. Sie wurden von der Firma Blechmann & Burger, Berlin, bezogen und mit Glashähnen versehen, so daß man bei den Versuchen jederzeit in der Lage war, den Gasdruck im Hohlraum *H* zu variieren. Die mittlere Fläche der Belege betrug 1600 cm², die Glasdicke der Wandungen etwa 1,5 mm und deren Abstand rund 11 mm.

Für die Versuche wurden die Löschkondensatoren durch eine rotierende Quecksilber-Luftpumpe nach Gaede mit Ölvorpumpe bis



U = Unterbrecher
W_1 = Kurbelrheostat
S_1 = Drosselspule
F.M. = Frequenzmesser
J = Induktorium
G = Galvanometer
D.K. = Drehplattenkondensator
M.A. = Milliamperemeter
F. = Funkenstrecke
C_1 C_2 = Kondensatoren
L_1 L_2 = Selbstinduktionen
T.E. = Thermoelement
M.V. = Millivoltmeter
L_3 L_4 = Selbstinduktionen

Fig. 2. Schaltungsschema der Versuchsanordnung.

auf den erwünschten Druck evakuiert. Dieser selbst konnte für Drucke, die größer als 1 mm Hg waren, mit Hilfe eines verkürzten Barometers gemessen werden; für niedrige Drucke, unterhalb von 1 mm Hg, kam ein Mac Leodscher Vakuummesser zur Verwendung. Die Stromzuführung zu den Kondensatoren geschah durch Außen- und Innenanschlüsse (vgl. Fig. 4).

Die Selbstinduktion im Stoßkreis bestand aus einer auf einen Standzylinder gewickelten Spule. Sie wurde, wie im Abschnitt E noch beschrieben werden wird, mit schnellen Schwingungen nach Selbstinduktion geeicht. Es konnten von 3 zu 3 Windungen eingeschaltet werden. In der folgenden Tabelle sind die gefundenen Werte der Selbstinduktion in Funktion der Windungszahl angegeben.

Tabelle I.

Windungen	L_1 cm
0	0
3	2500
6	5000
9	8900
12	10035
15	15200
Ganze Spule	89000

In Fig. 5 ist dieselbe Funktion noch graphisch aufgetragen. Die Spule wurde mit Stöpselkontakten versehen, so daß man in der Lage

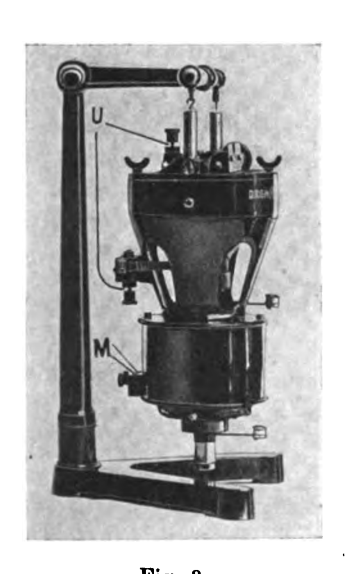


Fig. 3.

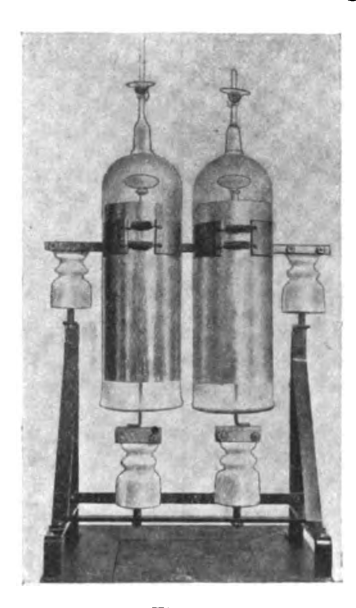


Fig. 4.

war, die primäre Selbstinduktion sprungweise zu variieren und die Wellenlänge des Stoßkreises zu ändern.

Die Funkenstrecke war regulierbar eingerichtet. Zur Einstellung eines bestimmten Elektrodenabstandes wurden Schablonen aus Glas verschiedener Dicke verwendet, die zwischen die Elektroden geschoben wurden. Die Funkenlänge konnte so bis auf geringe Bruchteile eines Millimeters genau eingestellt werden. Die Elektroden selbst waren leicht auswechselbar. Es kamen Kugeln und Stifte verschiedener

Dimensionen und aus den verschiedensten Materialien zur Verwendung.

Der sekundäre Schwingungskreis bestand aus der Kapazität C_2

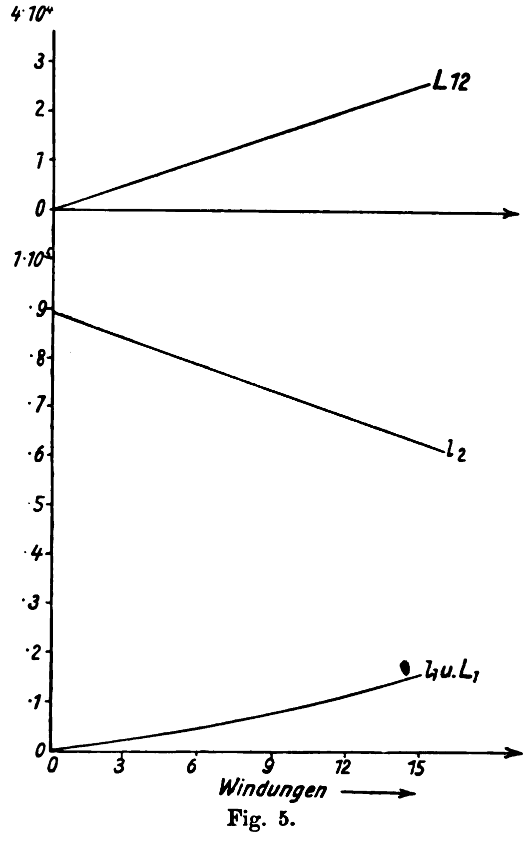


Fig. 5.

Die unterste Kurve gibt die Selbstinduktion der Selbstinduktionsspule L_1 in Funktion der Windungszahl an.
Die mittlere Kurve gibt die Selbstinduktion l_2 der nicht gekoppelten Windungen von L_1 an.
Die oberste Kurve stellt die gesamte gegenseitige Induktion L_{12} zwischen Stoßkreis und Sekundärsystem in Funktion der gekoppelten Windungszahl dar.

und der Selbstinduktion L_2. Der Kondensator C_2 war eine einzige Leidener Flasche von 2500 cm Kapazität.

Die Selbstinduktion L_2 war eine aus blankem Kupferdraht auf einen mit Rillen versehenen Porzellanzylinder gewickelte Spule. Sie

war mit einem Schleifkontakt versehen so, daß die sekundäre Selbstinduktion fast kontinuierlich geändert werden konnte. Es war daher möglich, den sekundären Schwingungskreis sehr genau auf den Stoßkreis abzustimmen. Diese Spule wurde ebenfalls mit schnellen Schwingungen nach Selbstinduktion geeicht. Die Resultate sind in Tabelle II zusammengefaßt.

Tabelle II.

Windungen	L_2 cm
0	0
4	1860
8	6140
12	11400
16	17050
20	23400
24	28700
28	36200
32	41900
36	49000
40	54500

Diese Werte veranschaulicht noch Fig. 6.

Als galvanische, besser „Leitungs"-Koppelung zwischen Stoßkreis und Sekundärsystem wurde eine Anzahl Windungen der primären Selbstinduktion verwendet.

Die Koppelungsgrade wurden auf folgende Weise berechnet. Ganz allgemein gilt:

$$k = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}\,^{1)}, \tag{1}$$

wo k der Koppelungskoeffizient, L_{12} der gegenseitige Induktionskoeffizient der beiden Systeme, und L_1 und L_2 die ganze primäre bzw. sekundäre Selbstinduktion ist.

Bezeichnen wir nun (Fig. 7) die Selbstinduktion des gekoppelten und des nicht gekoppelten Teiles von L_1 mit l_1 bzw. l_2, und die gegenseitige Induktion zwischen denselben mit l_{12}, so gilt die Beziehung:

$$L_1 = l_1 + l_2 + 2\,l_{12} \tag{2}$$

Offenbar ist aber

$$L_{12} = l_1 + l_{12}, \tag{3}$$

1) Vgl. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, 11. Aufl., Seite 573.

denn die Induktion zwischen der ganzen Spule L_1 und dem gekoppelten Teil derselben setzt sich zusammen aus der Induktion des gekoppelten

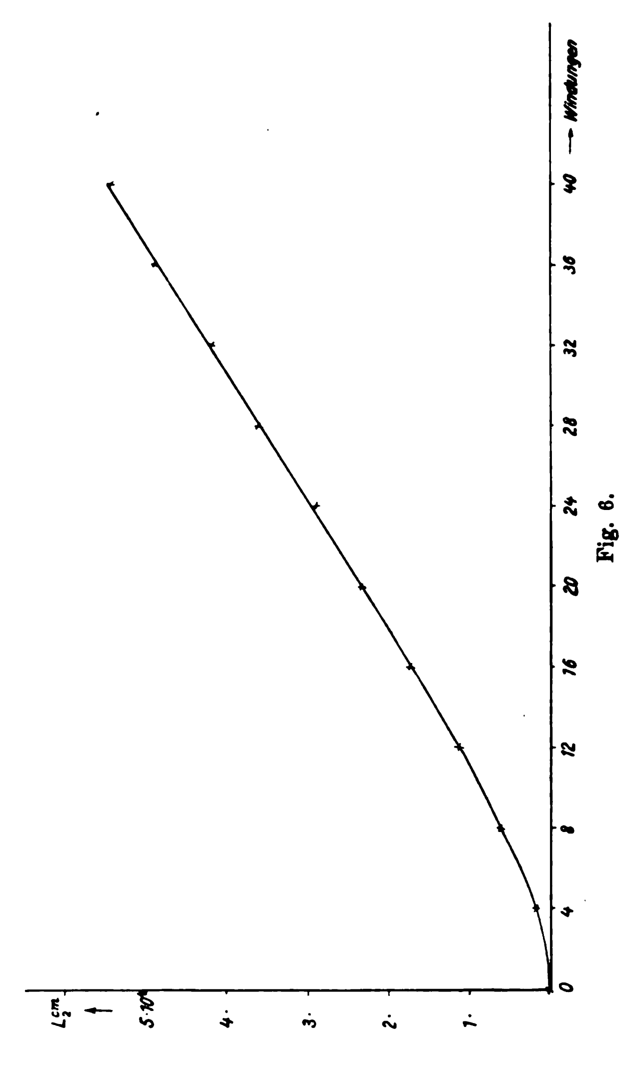


Fig. 6.

Teiles l_1 auf sich selbst und der gegenseitigen Induktion l_{12} zwischen den Teilen l_1 und l_2.

Aus Formel (2) finden wir aber

$$l_{12} = \frac{L_1 - (l_1 + l_2)}{2} \tag{4}$$

Setzen wir diesen Wert ein in Gleichung (3), so wird:

$$L_{12} = l_1 + \frac{L_1 - (l_1 + l_2)}{2} \tag{5}$$

Es wurden nun mit schnellen Schwingungen für l_1 und l_2 folgende Werte gefunden; vgl. Tabelle III.

Tabelle III.

Kontakt	Gekopp. Wind.	l_1 cm	l_2 cm	$l_1 + l_2$	$\frac{L_1 - (l_1 + l_2)}{2}$	L_{12}
I	3	2500	85700	88200	400	2900
II	6	5000	78400	83400	2800	7800
III	9	8900	73500	82400	3300	12200
IV	12	10035	68600	78635	5183	15218
V	15	15200	63000	78200	5400	20600
ganze Spule		89000	0	89000	0	89000

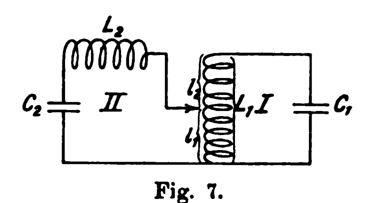


Fig. 7.

Als dritter Kreis wurde ein so genannter Meßkreis, bestehend aus Drehplattenkondensator *D K* und Selbstinduktionsspule L_3, niedriger Dämpfung, verwendet.

Als Indikator auf Stromeffekt war ein empfindliches Thermoelement mit Heizdraht, nach Hahnemann[1]), parallel an einige Drahtwindungen L_4 geschaltet. Der Heizdraht bestand aus einem 0,02 mm starkem Konstantandraht; auf demselben war mit großer Mühe das eigentliche Thermoelement aus 0,02 mm starken Konstantan- und Eisendrähten aufgelötet. Es wurde in ein luftdicht abgeschlossenes Kästchen untergebracht, das durch Baumwolle gegen schnelle äußere Temperaturschwankungen geschützt war.

Zur Thermostrommessung wurde ein mäßig gedämpftes Deprez-d'Arsonvalsches Drehspulengalvanometer, mit Spiegelablesung, verwendet. Das Thermoelement wurde dann mit komutiertem Gleichstrom geeicht; bei der geringen Dicke des Heizdrahtes ist wohl anzunehmen, daß die so gewonnene Eichung auch für schnelle Schwin-

1) Hahnemann, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 2, 293—318, 477—500, 1909.

gungen brauchbar ist. Die Ausschläge des Galvanometers erwiesen sich als streng proportional dem Quadrat des durch den Heizdraht fließenden Stromes. Der Meßkreis konnte sowohl mit dem primären als auch mit dem sekundären Schwingungskreis lose gekoppelt werden. Es bestand nämlich die Spule L_3 aus einem Preßspanzylinder, der mit einer Lage isoliertem Kupferdraht von 1,5 mm Durchmesser bewickelt war. Sie war durch biegsame Litzen mit dem Drehkondensator und dem Heizdraht des Thermoelementes verbunden. Die biegsamen Litzen gestatteten es, die Lage der Spule leicht zu ändern, so daß sie nach Belieben ins Wechselfeld der Spulen L_1 oder L_2 gebracht werden konnte.

Infolge der großen Empfindlichkeit des Drehspulengalvanometers genügten schon sehr geringe Thermoströme, um einen für die Messungen genügend großen Ausschlag zu geben. Der Energieverbrauch durch den Heizdraht des Thermoelementes konnte daher sehr gering sein, und die Koppelung des Meßkreises wurde so lose gemacht, daß eine Rückwirkung des Meßkreises nicht zu befürchten war.

Für gewisse Versuche (Wellenlängenbestimmungen, Untersuchung auf Stoßerregung usw.) kamen als Indikator, statt eines Thermoelementes, eine Heliumröhre in Verwendung, die parallel an den Drehplattenkondensator geschaltet war. Bei richtiger Koppelung des so ausgerüsteten Meßkreises mit dem zu untersuchenden Schwingungskreis war es ermöglicht, die Resonanzlage durch das helle Aufleuchten der Heliumröhre mit genügender Genauigkeit festzustellen. Da der Drehkondensator geeicht und die Selbstinduktion der verwendeten Spulen durch Vergleich mit einer Selbstinduktionsnormale bekannt war, so ließ sich die Schwingungsdauer und Wellenlänge des Meßkreises sehr einfach berechnen.

E. Die Untersuchungsmethoden.

Um die Eichung der verschiedenen Selbstinduktionsspulen mit genügender Genauigkeit auch bei schnellen Schwingungen vornehmen zu können, wurde eine Meßapparatur folgender Konstruktion zusammengestellt (vgl. Fig. 8).

I ist ein kleiner Schwingungserzeuger[1]) für sehr geringe Energiemengen. Er besteht im wesentlichen aus einem Glasplattenkondensator C_1, einem Koppelungsring K_1 und einer Selbstinduktionsspule L_1.

1) Dieser Schwingungserzeuger nach dem Idealprinzip einer aperiodischen Stoßerregung, der extrem schwach gedämpfte Wellen liefert, ist schon vor 10 Jahren durch G. Eichhorn im ehem. D. R. P. Nr. 157056, 1903, beschrieben worden. Vgl. z. B. auch „Die Naturwissenschaften", 1, 99, 1913.

Parallel an derselben liegt ein Nebenschluß; er enthält ein Meidingerelement E und einen automatischen Unterbrecher mit großer Unterbrechungszahl.

Mit diesem Primärschwingungskreis ist ein sekundäres System durch Koppelungsring K_2 induktiv und sehr lose gekoppelt. Er besteht für gewöhnlich aus einem nach Kapazität geeichten Drehplattenkondensator (D.K.) und einer Selbstinduktionsspule bekannter Selbstinduktion L_2. Mit derselben ist ein dritter Kreis *III*, ein aperiodischer Kreis, induktiv und nicht zu fest gekoppelt. Er besteht aus

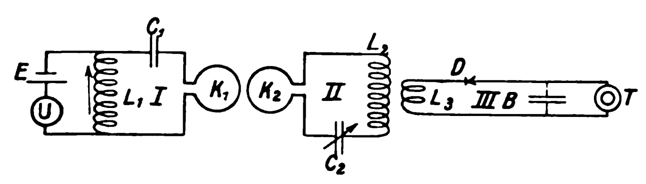


Fig. 8. Meßapparatur für schnelle Schwingungen.

E = Element; U = Unterbrecher; L_1 = Selbstinduktion; C_1 = Kapazität; K_1 K_2 = Koppelungsringe; C_2 = Drehkondensator; L_2 L_3 = Selbstinduktion; D = Bleiglanzdetektor; B = Blockkondensator; T = Telephon.

der Koppelungsspule L_3, dem Blockkondensator B und einem Bleiglanzdetektor D. Parallel am Blockkondensator liegt ein empfindliches Telephon T. Die Wirkungsweise dieser Meßapparatur ist folgende: Für gewöhnlich fließt durch die Selbstinduktionsspule L_1 ein Gleichstrom in der Richtung des Pfeiles; bei jeder Unterbrechung des Stromkreises in U entsteht jedoch in L_1 ein Extrastrom, der den Kondensator U_1 zunächst aufladet. Bedingung dafür ist allerdings, daß der Unterbrecher völlig funkenfrei arbeitet. Im nächsten Augenblick tritt dann die oszillatorische Entladung des Kondensators über die Selbstinduktionsspule L_1 und den Koppelungsring K_1 ein. Die Schwingungsdauer dieser oszillatorischen Entladung ist gegeben durch die Formel:

$$T = 2\pi\sqrt{C_1 L_1},$$

wenn man von der minimalen Selbstinduktion des Koppelungsringes absieht. Dieses System liefert daher eine Schwingung konstanter Wellenlänge, solange C_1 und L_1 nicht variiert werden; das ist im folgenden vorausgesetzt. Die Schwingungen sind hier sehr schwach gedämpft, da im Schwingungskreis keine Funkenstrecke enthalten ist und die Verluste sich daher auf die Wärmeentwickelung im Dielektrikum und im Schließungskreis reduzieren. Die Schwingungen in *I* rufen in Kreis *II* eine periodische E.M.K. hervor. Wird Kreis *II*

durch richtige Wahl von L_2 und C_2 auf Kreis I abgestimmt, so wird die Amplitude der in Kreis II induzierten Schwingungen ein Maximum, es ist Resonanz vorhanden. Da die Dämpfung dieses Kreises sehr klein gemacht werden kann, so steigt die Amplitude sehr hoch an, aber die Abstimmung muß und kann sehr genau vorgenommen werden, da die Resonanz in diesem Falle sehr scharf ist.

Die Resonanzschwingungen im Kreise II induzieren ihrerseits wieder Schwingungen im aperiodischen Detektorkreis III. Durch den Detektor D werden diese Hochfrequenzströme teilweise gleichgerichtet und in pulsierenden Gleichstrom umgeformt dem Telephon zugeführt. Sind die Koppelungen zwischen den einzelnen Kreisen richtig gewählt, so hört man im Falle der Resonanz im Telephon einen Ton, dessen Tonhöhe der Unterbrechungszahl des Unterbrechers entspricht, und der bei allmählicher Verstimmung zwischen Kreis I und II sehr schnell bis zur Unmerklichkeit abnimmt. Man ist daher in der Lage, durch Einstellung des Drehkondensators auf maximale Lautstärke im Telephon die Kreise in wenigen Sekunden aufeinander abzustimmen. Soll jetzt die Selbstinduktion einer Spule bestimmt werden, so stimmt man zunächst Kreis II auf die erregende Schwingung ab und stellt dabei die Kapazität C_2 des Drehkondensators fest. Schaltet man jetzt die zu eichende Spule in Kreis II ein, so ergibt sich eine andere Resonanzeinstellung des Drehkondensators C_2', es muß dabei die Gleichung

$$C_2 L_2 = C_2' (L_2 + x)$$

erfüllt sein, wo x die zu bestimmende Selbstinduktion ist, da die Schwingungszahl unverändert geblieben ist; daraus folgt

$$x = L \left(\frac{C_2}{C_2'} - 1 \right)$$

Es soll hier nebenbei bemerkt werden, daß dasselbe Instrumentarium sich auch zur Bestimmung von Kapazität und gegenseitiger Induktion eignet.

Soll eine Kapazität geeicht werden, so sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Die Kapazität ist kleiner als die des Drehkondensators,
2. die Kapazität ist größer als die des Drehkondensators.

Im ersten Falle schaltet man die zu messende Kapazität parallel zum Drehkondensator; die Bedingung der Konstanz der Frequenz vor und nach Anschluß des zu messenden Kondensators bei Resonanz ergibt:

$$L_2 C_2 = (C_2' + x) L_2$$

Daraus folgt:

$$x = C_2 - C_2',$$

wo x die gesuchte Kapazität ist. Im zweiten Falle, wo x, die zu messende Kapazität, größer ist als die des Drehkondensators, schaltet man beide Kapazitäten in Serie im Schwingungskreis; die Frequenzgleichheit vor und nach Einschaltung des zu eichenden Kondensators, bei Resonanz, ergibt die Beziehung:

$$C_2 L_2 = \frac{L_2}{\frac{1}{C_2'} + \frac{1}{x}}$$

oder

$$x = \frac{C_2}{1 - \frac{C_2}{C_2'}}$$

Es läßt sich die zweite Methode selbstverständlich auch zur Messung von Kapazitäten verwenden, die kleiner sind als die des Drehkondensators, wenn die erste Resonanzeinstellung desselben C_2 durch richtige Werte der Selbstinduktion L_2 klein genug gemacht werden kann.

Wie aus dieser Formel zu entnehmen ist, läßt sich diese zweite Methode anwenden, sobald $C_2 < C_2'$, was immer der Fall ist. Es wird sich daher diese Methode in beiden Fällen verwenden lassen.

Besteht die Aufgabe darin, die gegenseitige Induktion zwischen zwei Spulen zu bestimmen, so ermittelt man, wie vorhin erläutert worden ist, die scheinbare Selbstinduktion der Systeme, die man bekommt, wenn man die Spulen so hintereinander im Schwingungskreis schaltet, daß ihre magnetischen Kraftfelder einmal gleichgerichtet und einmal entgegengerichtet sind. Diese scheinbare Selbstinduktion ergibt sich dann zu:

$$L' = l_1 + l_2 + 2\, l_{12}$$

bzw.:

$$L'' = l_1 + l_2 - 2\, l_{12}$$

worin l_1 und l_2 die Selbstinduktion der beiden Spulen und l_{12} die gesuchte gegenseitige Induktion zwischen denselben ist. Man berechnet daraus l_{12} zu:

$$l_{12} = \frac{L' - L''}{4}$$

Zur qualitativen Untersuchung der Löschwirkung wurde Meß-

kreis *III* mit Heliumröhre mit dem sekundären Schwingungskreis induktiv gekoppelt. Durch das einmalige oder zweimalige Aufleuchten der Heliumröhre konnte sehr schön festgestellt werden, ob bei den vorhandenen Versuchsbedingungen Stoßerregung oder keine, d. h. statt ihrer Dauerkoppelung vorhanden war.

Zur quantitativen Untersuchung der Löschwirkung war im Sekundärsystem ein nach den Heizstromstärken geeichtes Thermoelement eingeschaltet. Es gestattete, die sekundäre Hochfrequenzstromstärke bequem zu messen und war nach den Angaben von Hahnemann[1]) konstruiert. Es bestand aus einem Heizdraht von 0,3 mm Dicke aus Konstantan, und einem darauf gelöteten Thermoelement aus 0,06 mm starken Konstantan- und Eisendrähten. Das Ganze war auch hier durch Baumwolle sorgfältig gegen schnelle äußere Temperaturschwankungen geschützt. Der Thermostrom wurde durch ein Millivoltmeter der Firma Hartmann & Braun gemessen. Die Eichung geschah auch hier mit kommutiertem Gleichstrom, sie ist in Fig. 9 graphisch wiedergegeben.

Gleichzeitig und parallel zu der Untersuchung der Löschwirkung wurde der Nutzeffekt der Hochfrequenztransformation zwischen Stoßkreis und Sekundärsystem gemessen; es wurde also das Verhältnis der nach der Entladung im Sekundärsystem vorhandenen Energie E_2 zu der vor der Entladung im Stoßkreis vorhandenen E_1 bestimmt. Die Messung von E_1 geschah nach folgender Methode:

Die aus dem Stoßkreis in der Sekunde verschwindende Energie E_1 ist bekanntlich:

$$E_1 = \frac{C_1 V^2}{2} n$$

wo C_1 die Kapazität im Stoßkreis, V_1 die Entladespannung und n die Anzahl der Entladungen pro Sekunde bedeutet.

Schon bei den ersten Versuchen stellte sich heraus, daß die Kapazität im ionisierten Zustande der Löschkondensatoren von einem gewissen Verdünnungsgrad an innerhalb eines großen Bereiches als konstant zu betrachten ist. Das ergab sich daraus, daß bei konstant gehaltener primärer Selbstinduktion die Wellenlänge des Stoßkreises ohne angeschlossenes Sekundärsystem sich als unabhängig von dem Verdünnungsgrad im Löschkondensator erwies. Aus dieser Tatsache und der Beziehung

$$\lambda^{cm} = 2\pi \sqrt{C_1^{cm} L_1^{cm}}$$

1) Hahnemann, l. c.

konnte somit die Kapazität C_1 bestimmt werden. Die Beziehung

$$\lambda^{cm} = 2\pi\sqrt{C^{cm} L^{cm}}$$

gewinnt man leicht auf folgende Art:

Die Schwingungsdauer eines Kreises ist gegeben durch die Formel

$$T = 2\pi\sqrt{C^{e.s.} L^{e.s.}}\ \text{sec}$$

wo $C_{e.s.}$ und $L_{e.s.}$ in elektrostatischen Einheiten ausgedrückt sind.

Die Wellenlänge im Vakuum bekommt man, indem man obige Formel mit der Lichtgeschwindigkeit c multipliziert:

$$\lambda^{cm} = 2\pi\sqrt{C_{e.s.} L_{e.s.}} \cdot c$$

was sich auch in der Form schreiben läßt:

$$\lambda^{cm} = 2\pi\sqrt{C_{e.s.} \cdot c^2 L_{e.s.}}$$

Es ist aber

$$c^2 L_{e.s.} = L_{e.m.} = L^{cm}$$

daraus folgt direkt die Beziehung

$$\lambda^{cm} = 2\pi\sqrt{C^{cm} L^{cm}}$$

Zur Ermittelung der Entladungszahl n pro Sekunde wurde folgende Anordnung getroffen: In die primäre Zuleitung zum Funkeninduktor wurde eine kleine Drosselspule S_1 eingeschaltet. Sie war dazu bestimmt, bei jeder Stromunterbrechung durch den in ihr wachgerufenen Extrastrom eine elektrisch angetriebene Stimmgabel periodisch zu erregen. Wie leicht einzusehen, kommt dieselbe nur dann in kräftige Schwingungen, wenn die Frequenz der Stromstöße mit der Eigenfrequenz der Stimmgabel übereinstimmt. Letztere war mit zwei Laufgewichten versehen, so daß die Schwingungszahl innerhalb ziemlich weiter Grenzen kontinuierlich variiert und an einer auf der Stimmgabel selbst angebrachten Skala für das Laufgewicht abgelesen werden konnte. Bei den Versuchen wurde auf maximale Amplitude eingestellt und die Unterbrechungszahl daher sofort ermittelt.

Als Kontrolle dafür, daß auf jeder Unterbrechung des Primärstromes nur eine Entladung vorhanden war, daß man es also nicht mit Partialentladungen zu tun hatte, was hier Voraussetzung war, konnten die Entladungen mit Hilfe einer rotierenden Geißlerröhre untersucht werden. Sie war auf eine Scheibe montiert, die durch einen Elektromotor in rasche Rotation versetzt werden konnte und parallel zu der Leidener Flasche C_2 geschaltet war. Bei den Versuchen wurde die Geschwindigkeit des Motors so lange reguliert, bis auf der Scheibe ein hell leuchtender regelmäßig strahliger ruhender Stern beobachtet wurde.

Waren Partialentladungen vorhanden, so war das nicht zu erreichen, und die Erscheinung wurde ganz unregelmäßig. Es wurde dann der Primärstrom des Induktors so lange geschwächt, bis regelmäßige Entladungen mit nur einer Entladung pro Unterbrechung vorhanden waren. Die Schließungen gaben wegen der schwächeren induzierten Spannung überhaupt keine Funkenentladung. Es war nun ein leichtes, nachdem mir Entladungszahl n und Kapazität C_1 bekannt waren, das Entladungspotential V der Funkenstrecke bei den vorhandenen Betriebsbedingungen zu bestimmen.

Es wurde durch ein Milliamperemeter die Ladungsstromstärke i der Löschkondensatoren gemessen. Es gilt da folgende Beziehung:

$$i = C_1 V n,$$

wo i die Ladestromstärke, C_1 die aufgeladene Kapazität und n die Anzahl der Ladungen und infolgedessen auch der Entladungen pro Sekunde sind.

Daraus ergibt sich dann:

$$V = \frac{i}{C_1 n}$$

Nachdem uns so alle Größen auf der rechten Seite in der Formel

$$E_1 = \frac{C_1 V^2}{2} n$$

bekannt sind, kann die pro Sekunde aus dem Stoßkreis verschwindende Energie E_1 leicht berechnet werden.

Zur Bestimmung der Energie, die nach der Entladung im sekundären Kreis vorhanden ist, wurde folgende Methode verwendet.

Die im sekundären Schwingungskreis in der Sekunde verbrauchte Energie ist:

$$E_2 = w \cdot \int_0^\infty i^2 \, d t \cdot n,$$

wo w der Leistungswiderstand des Sekundärsystems, i die momentane Stromstärke in demselben, n die Anzahl der Entladungen pro Sekunde und t die Zeit bedeuten. Unter Leistungswiderstand eines Schwingungskreises versteht man einen fiktiven Widerstand von einer solchen Größe, daß, wenn E_2 die Energie bedeutet, die durch die verschiedensten Ursachen, wie Joulsche Wärme, Strahlung, Hysteresisverluste im Dielektrikum des Kondensators, Wirbelstromverluste usw. im Kreise, in

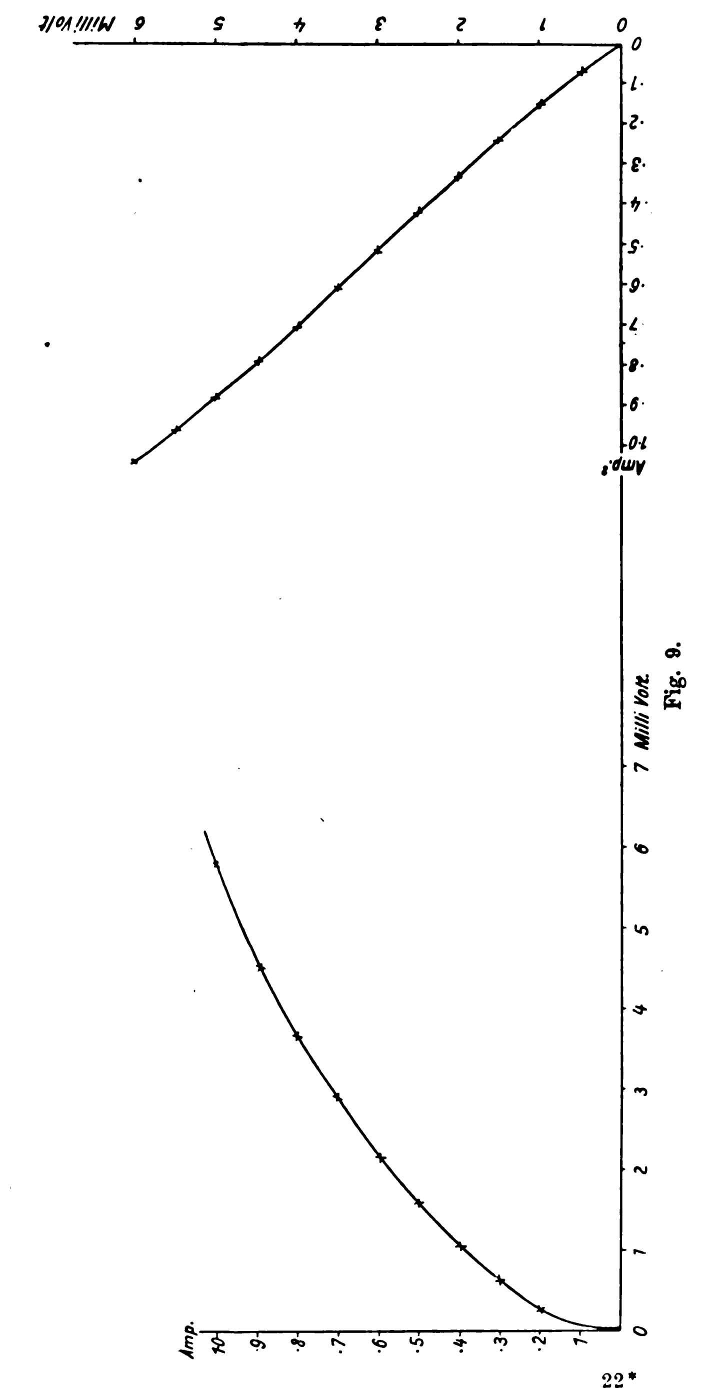


Fig. 9.

der Sekunde verbraucht wird, sein Produkt $I^2_{\text{eff}} \cdot w$ mit dem Quadrat der effektiven Stromstärke im Kreis diese Leistung ergibt.

Im vorliegenden Falle ist die effektive Stromstärke:

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{n \cdot \int_0^T i^2 \, d\,t}$$

Dieselbe konnte, wie schon früher ausgeführt wurde, mit Hilfe eines Heizdrahtes mit Thermoelement genau gemessen werden.

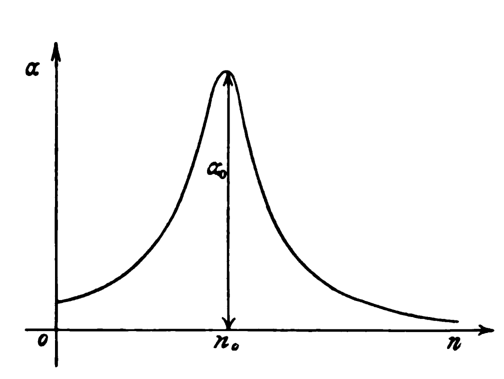


Fig. 10.

Der Leistungswiderstand läßt sich leicht berechnen, wenn das Gesamtdekrement des Schwingungskreises, sowie seine Selbstinduktion L und Schwingungsdauer T bekannt sind.

Das Dekrement ist gleich

$$\delta = \frac{w}{L} \cdot T$$

Daraus folgt

$$w = \frac{\delta L}{T}$$

Wilhelm Bjerknes[1]) hat nun gezeigt, daß das Gesamtdekrement eines Schwingungskreises sich bestimmen läßt, indem man mit dem zu untersuchenden Kreis einen Meßkreis mit Thermoelement und Galvanometer, wie ein solcher früher schon beschrieben wurde, sehr lose koppelt. Ändert man nun allmählich die Kapazität des Drehkondensators im Meßkreis und trägt man als Ordinaten in ein rechtwinkliges Koordinatensystem die Ausschläge α des Galvanometers und als Abszissen die zyklischen Frequenzen n ein, so bekommt man eine Kurve, die sogenannte Resonanzkurve, wie sie hier in Fig. 10 angedeutet ist.

Die Ausschläge des Galvanometers werden ein Maximum im Falle der Resonanz, wenn der Meßkreis genau auf den zu untersuchenden Kreis abgestimmt ist.

---

1) Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 121, 1895. Vgl. auch M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897. Ann. d. Phys. **13**, 625, 1908. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512, 1904 und Macků, Phys. Ztschr. **9**, 437, 1908.

Bjerknes hat weiter noch gezeigt, daß, wenn man statt der absoluten Ausschläge die relativen $\frac{\alpha}{\alpha_0}$ im Verhältnis zum maximalen Ausschlag bei Resonanz als Ordinate y einträgt, also $\alpha_0 = 1$ setzt, und außerdem statt der absoluten Schwingungszahlen die relativen $\frac{n}{n_0}$ im Verhältnis zur Resonanzschwingungszahl n_0 als Abszisse x einzeichnet, sich die Beziehung ergibt:

$$\gamma_1 + \gamma_2 = 2\pi z \sqrt{\frac{y}{1-y}}$$

wo γ_1 und γ_2 die Dekremente des zu untersuchenden Kreises bzw. des Meßkreises sind und

$$z = \left|1 - \frac{n}{n_0}\right|$$

ist.

Ist γ_2 nicht bekannt, so läßt es sich dadurch bestimmen, daß man im Meßkreis ein Zusatzdekrement η durch Einschalten eines bekannten Widerstandes w_2 hervorruft.

Es ist dann:

$$\eta = \frac{\pi w_2}{L_3 n_0}$$

worin L_3 die Selbstinduktion des Meßkreises und n_0 seine zyklische Frequenz bei Resonanz sind.

Durch das Hinzuschalten des Widerstandes wird der Ausschlag des Galvanometers bei Resonanz im Verhältnis $\frac{\alpha_0'}{\alpha_0}$ abnehmen, und es läßt sich dann γ_2 nach Bjerknes bestimmen zu:

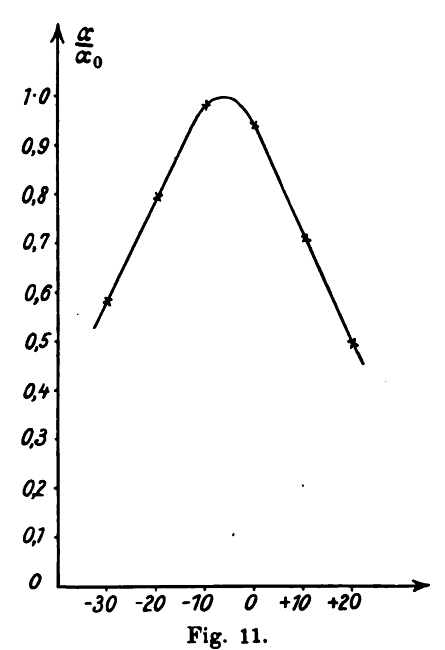


Fig. 11.

In dieser Figur sind als Ordinaten die relativen Ausschläge des Galvanometers im Verhältnis zum maximalen Ausschlag bei Resonanz eingetragen.
Als Abszissen sind hier nicht die relativen zyklischenSchwingungszahlen eingetragen, sondern die Einstellungen der Feinregulierung des Drehplattenkondensators. Ein Teilstrich dieser Feineinstellung entspricht 0,3 cm Kapazität.
Das Gesamtdekrement läßt sich dann aus dieser Kurve zu: $\gamma_1 + \gamma_2 = 0{,}0358$ berechnen.

$$\gamma_2 = \eta \cdot \frac{1 + \frac{\eta}{\gamma_1 + \gamma_2}}{\frac{\alpha_0}{\alpha_0'} - \left[1 + \frac{\eta}{\gamma_1 + \gamma_2}\right]}$$

Im vorliegenden Falle wurde also der Leistungswiderstand des Sekundärkreises *II* aus den mit dem Meßkreis *III* aufgenommenen Resonanzkurven (vgl. z. B. Fig. 11) nach der soeben beschriebenen Methode bestimmt. Das Produkt aus Leistungswiderstand und effektiver Stromstärke im Sekundärsystem gibt uns die Leistung E_2 in demselben an. Der Nutzeffekt ist dann gegeben durch $\eta = \frac{E_2}{E_1}$.

F. Die Versuchsergebnisse.

Schon die ersten qualitativen Versuche zeigten, daß bei richtiger Wahl der Koppelung und nicht zu großer Verstimmung zwischen Primär- und Sekundärsystem Stoßerregung vorhanden war. Im folgenden soll nun gezeigt werden, wie die Löschwirkung der Kondensatoren und der Wirkungsgrad der Anordnung von dem Gasdruck, der Koppelung, dem Funkenpotential, dem Metall der Elektroden der Funkenstrecke und der Kapazität im Stoßkreis abhängen. Der Einfluß der Gasart und der Frequenz ist für eine später erscheinende Arbeit vorbehalten.

Bei allen folgenden Versuchen wurde der sekundäre Schwingungskreis stets peinlichst auf den Stoßkreis abgestimmt; die Wellenlänge blieb konstant bei $\lambda = 760$ m.

1. Einfluß der Koppelung.

Bei vorgeschriebenem Gasdruck gibt es einen ganz bestimmten Koppelungsgrad, bei welchem der Stromeffekt im Sekundärkreis ein Maximum erreicht. Dieses Maximum selbst liegt bei desto höherem Koppelungsgrad, je höher der Druck ist. Sein absoluter Wert nimmt mit abnehmender Koppelung zunächst schnell zu, um dann wieder abzunehmen. In Fig. 12 sind für einen Löschkondensator mit Luftfüllung und einer Funkenlänge von 3,51 mm zwischen Cu-Elektroden als Abszissen die Koppelungskontakte der primären Selbstinduktionsspule und als Ordinaten die Ausschläge des Milli-

voltmeters aufgetragen. Überschreitet man den günstigsten Koppelungsgrad, so tritt Rückzündung ein, und der Stromeffekt fällt plötzlich ab.

Als Beleg dafür sei folgende Tabelle angegeben (vgl. Tabelle IV).

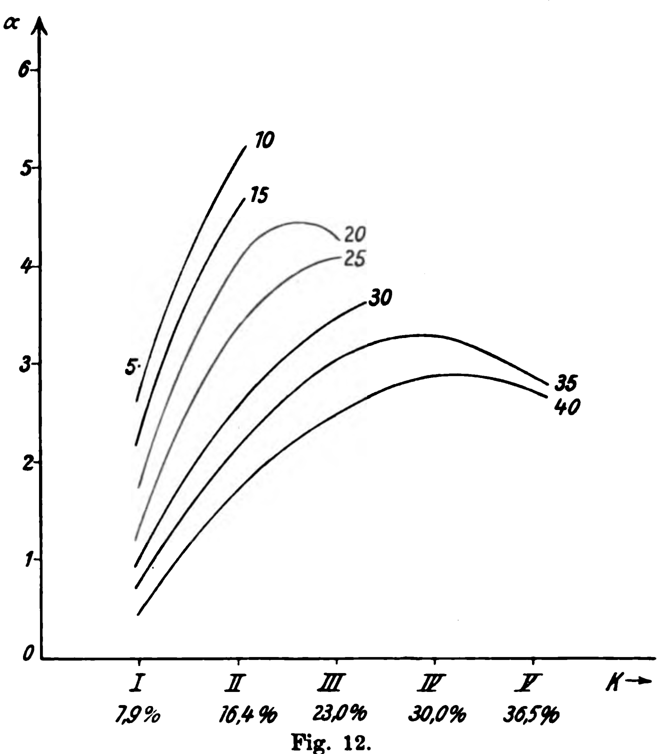


Fig. 12.

Ordinate: Ausschlag α des Millivoltmeters. — Abszisse: Koppelungsgrad. — Parameter: Druck im Löschkondensator in Millimeter Hg.

Versuchsbedingungen: Funkenlänge = 3,51 mm; 1 Löschkondensator mit Luftfüllung; Cu-Elektroden.

Tabelle IV.

1 Kondensator (Luftfüllung). F.L. = 3,51 mm. Cu-Elektroden.

p mm Hg	α_{I}	α_{II}	α_{III}	α_{IV}	α_{V}
40	0,50	1,75	2,50	2,90	2,75
35	0,75	2,20	3,05	3,30	**2,90**
30	1,00	2,60	3,50	**3,50**	2,20
25	1,30	3,40	4,10	2,95	1,80
20	1,75	4,10	**4,30**	2,10	2,10
15	2,25	4,60	2,70	2,25	**2,10**
10	2,70	**5,10**	2,50	**2,50**	2,05
5	**3,20**	3,40	**2,65**	2,40	**2,25**
3	3,00	3,20	2,50	2,20	2,10

Die Maxima sind durch Fettdruck hervorgehoben. F ist die Funkenlänge in Millimetern, p der Druck in Millimetern. Hg und α

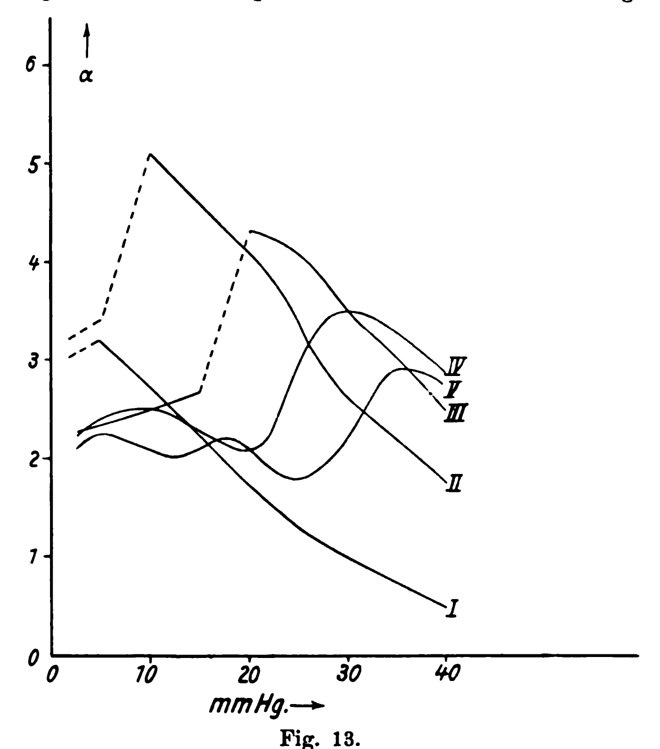


Fig. 13.
Funkenlänge = 3,51 mm; 1 Kondensator (Luftfüllung); Cu-Elektrode.

sind die Ausschläge des Millivoltmeters bei den einzelnen Koppelungskontakten. Die dazu gehörigen Koppelungsgrade k sind:

Kontakt	k
I	7,9 %
II	16,4
III	23,0
IV	30,0
V	36,5

2. Abhängigkeit vom Druck.

Dieselbe Tabelle IV zeigt uns natürlich auch, wie die Löschwirkung vom Gasdruck abhängt.

Bei relativ schwacher Koppelung (Kurve *I* und *II* in Fig. 13) nehmen die Ausschläge mit abnehmendem Druck sehr schnell zu, um bei einem vom Koppelungsgrad selbst abhängenden kritischen Druck plötzlich schnell abzunehmen. Höchstwahrscheinlich tritt in diesen Punkten die erste Rückzündung ein, und die Stoßerregung ist nicht

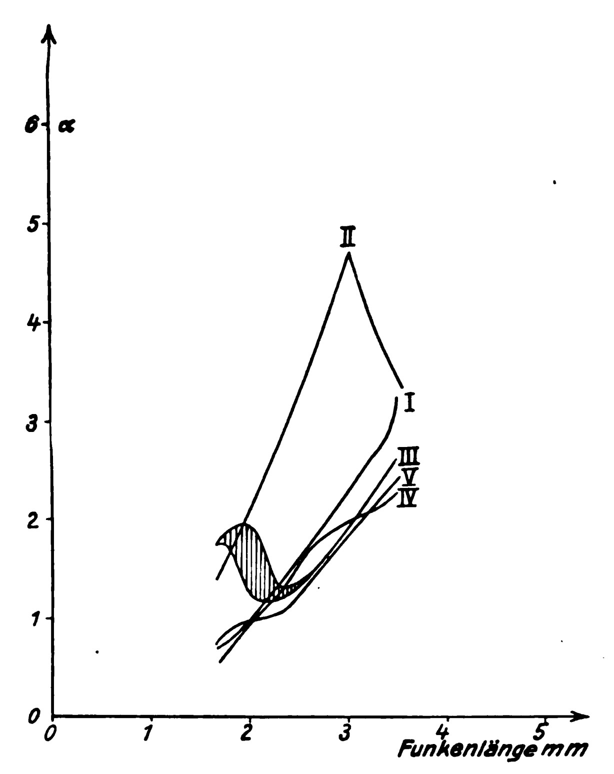


Fig. 14. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential.
Versuchsbedingungen: Druck $p = 5$ mm Hg; 1 Löschkondensator; Cu-Elektroden.

mehr rein. Dieser kritische Wert des Druckes liegt um so höher, je enger die Koppelung zwischen den beiden Systemen ist.

Bei noch stärkerer Koppelung ist der Kurvenverlauf ein sehr wechselvoller, wie die Kurven *III*, *IV* und *V* zeigen. Es sind mehrere sekundäre Maxima vorhanden, wobei jedes derselben auf eine Rückzündung nach einer mehr oder weniger großen Anzahl von Schwebungen hindeutet.

3. Einfluß des Elektrodenmaterials der Funkenstrecke.

Er ist ziemlich gering. Es wurden sehr verschiedene Materialien untersucht. Am besten scheinen sich Elektroden aus gut wärmeleitendem Material zu eignen, wie Kupfer und Silber. Bei Silber machte sich die Funkenverzögerung manchmal sehr unliebsam bemerkbar, indem sie den Funkenübergang ganz unregelmäßig gestaltete. Durch Bestrahlung der Funkenstrecke mit einer Bogenlampe oder einer Radiumzelle konnte die Funkenverzögerung aufgehoben werden. Die anderen Metalle wie Zink und Blei geben zwar konstantere Wirkungen, aber ihre Rückwirkung auf den Löschvorgang ist nicht so gut wie bei Kupfer und Silber. Es seien hier zum Vergleich eine ganze Versuchsreihe mit Cu- und Zn-Elektroden wiedergegeben.

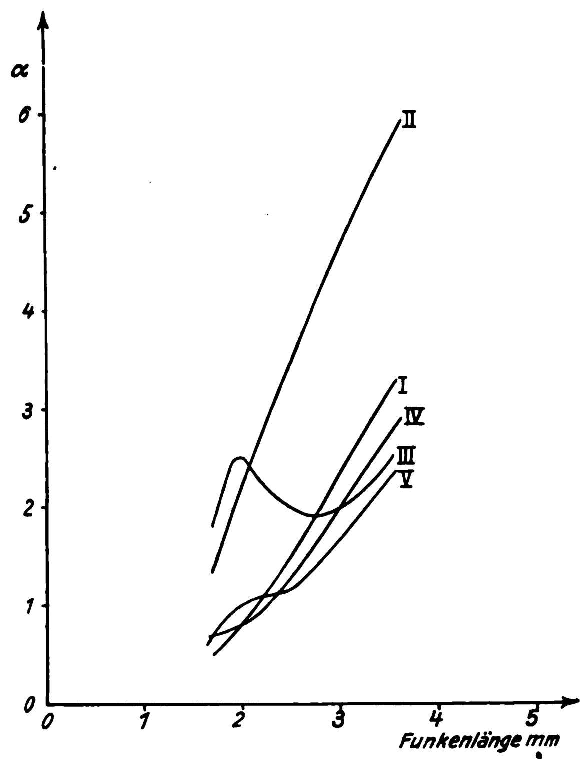


Fig. 15. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential.
Versuchsbedingungen: Druck = 10 mm Hg; 1 Löschkondensator; Cu-Elektroden.

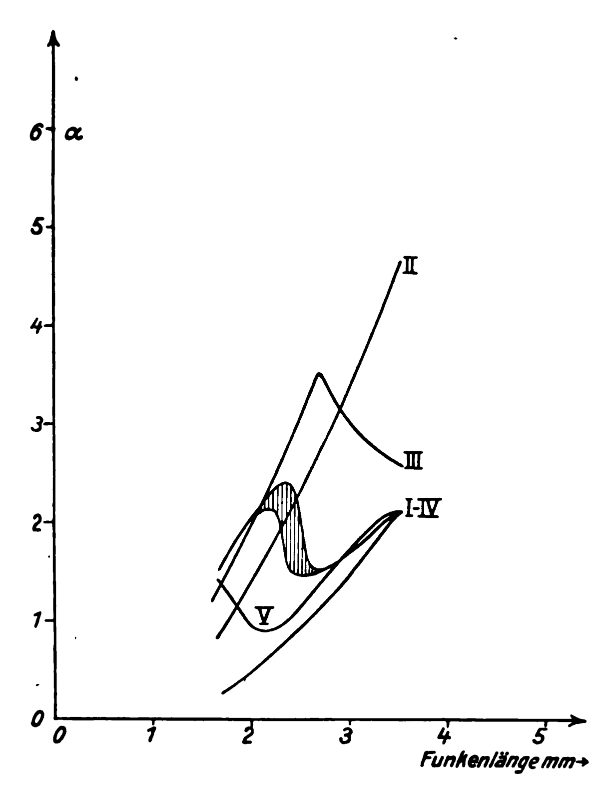


Fig. 16. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential. Versuchsbedingungen: Druck = 15 mm Hg; 1 Löschkondensator; Cu-Elektroden.

Tabelle V.

1 Kondensator mit Luftfüllung. Koppelung $III = 23{,}0\,\%$; $p = 10$ mm Hg.

Cu		
Funkenlänge	α-Cu	η-Cu
3,51	5,9	26,5 %
3,25	5,5	29,9
2,66	4,0	30,1
2,36	3,15	29,9
1,97	2,2	27,2
1,68	1,3	21,4

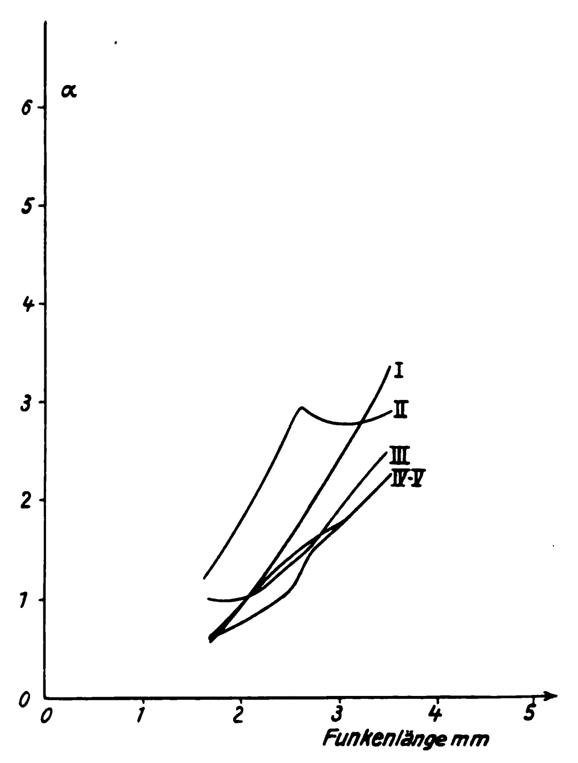


Fig. 17. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential. Versuchsbedingungen: Druck = 5 mm Hg; 1 Löschkondensator; Zn-Elektroden.

Tabelle V (Fortsetzung).

Zn		
Funkenlänge	**α-Zn**	**η-Zn**
3,51	5,3	24,4 %
3,25	4,7	26,1
2,66	3,3	24,4
2,36	2,5	21,6
1,97	1,8	22,8
1,68	1,3	21,4

Wie ersichtlich, ist der Unterschied in der Löschwirkung für größere Funkenlängen beträchtlicher wie bei kleineren.

Auch der Nutzeffekt ist mit Zn-Elektroden bedeutend geringer.

4. Abhängigkeit vom Funkenpotential[1]).

Bei zunehmendem Funkenpotential nimmt der Stromeffekt im Sekundärkreis im allgemeinen zu, bis bei gegebener Koppelung Rückzündung eintritt.

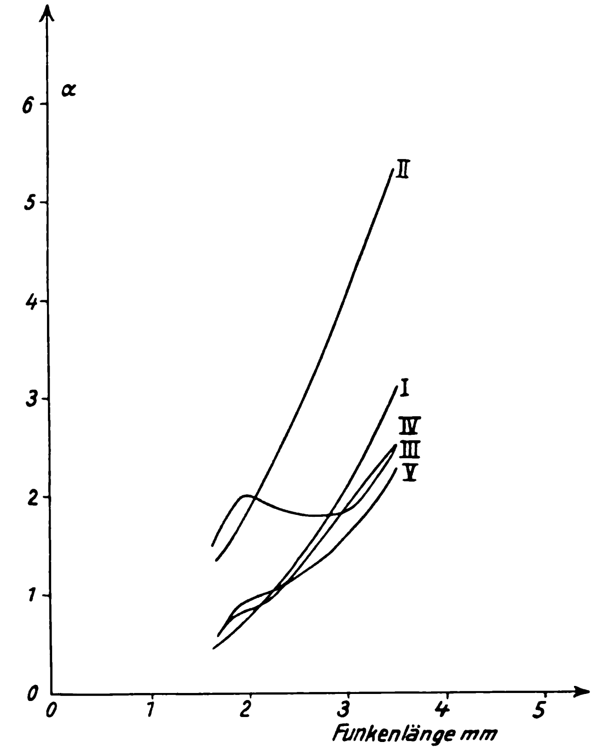


Fig. 18. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential. Versuchsbedingungen: Druck = 10 mm Hg; 1 Löschkondensator; Zn-Elektroden.

Auch der Nutzeffekt steigt bei zunehmendem Funkenpotential, um bei eintretender Rückzündung steil abzufallen[2]). Unter sonst günstigen Bedingungen erreicht er eine Höhe von etwa 30 %. Als Beleg für die Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential seien hier folgende Versuchsreihen angeführt (vgl. Tabelle VI und VII):

1) Vgl. Fig. 14, 15, 16, 17, 18, 19.
2) Vgl. Fig. 20.

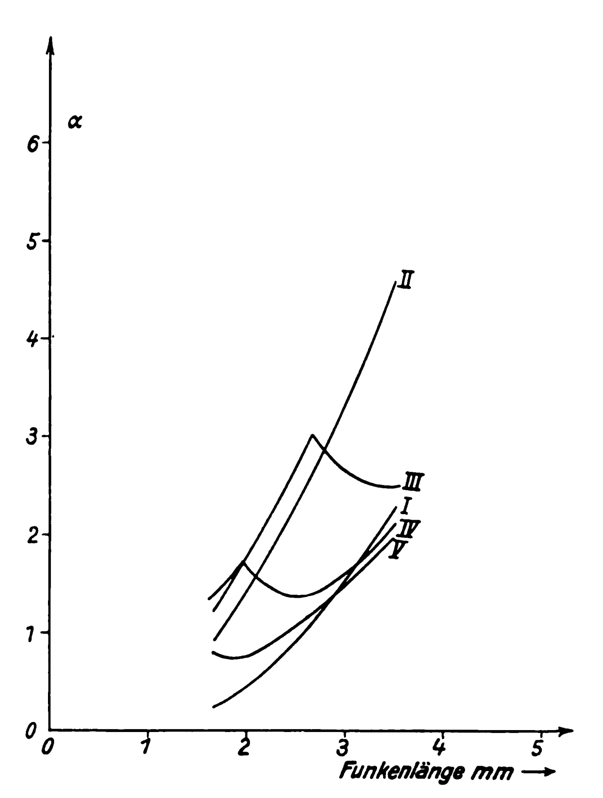


Fig. 19. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential. Versuchsbedingungen: Druck = 15 mm Hg; 1 Löschkondensator: Zn-Elektroden.

Tabelle VI.

1 Kondensator (Luftfüllung). Cu-Elektroden. $p = 10$ mm Hg.

F.L. mm	F.P. V	α					η %				
		I	II	III	IV	V	I	II	III	IV	V
3,51	11780	3,2	5,9	2,5	2,75	2,3	14,4	26,5	11,4	12,1	10,3
3,25	10740	2,8	5,5	2,2	2,40	2,0	13,9	29,9	11,8	12,7	10,5
2,66	9140	1,75	4,0	1,95	1,50	1,3	12,5	30,1	14,4	10,6	9,4
2,36	8000	1,30	3,15	2,1	1,10	1,25	12,3	29,9	20,2	10,0	10,7
1,97	7080	0,9	2,2	2,5	0,8	1,00	9,9	27,2	30,6	9,8	12.0
1,68	6240	0,5	1,3	1,8	0,7	0,60	7,9	21,4	30,0	10,1	8,9

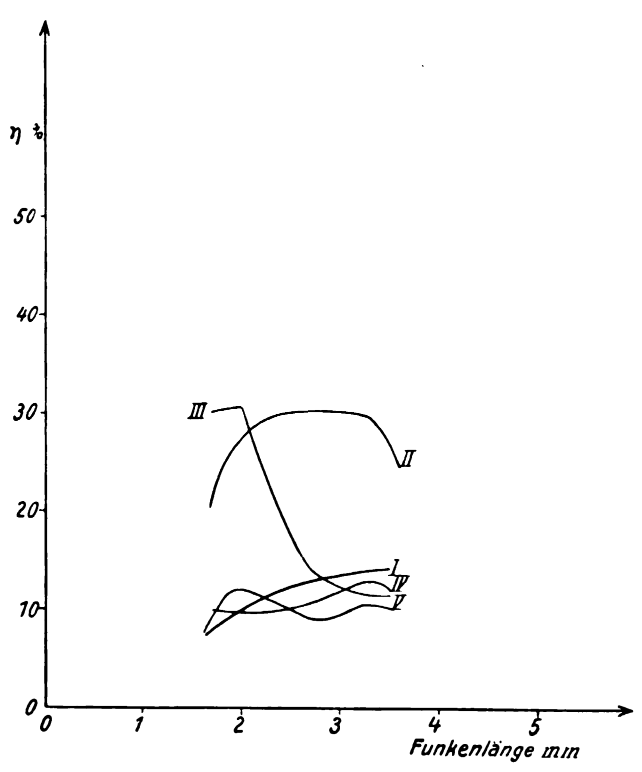


Fig. 20. **Nutzeffekt der Anordnung in Funktion des Funkenpotentials. Versuchsbedingungen: Druck = 10 mm Hg; 1 Löschkondensator; Cu-Elektroden.**

Tabelle VII.

1 Kondensator (Luftfüllung). Zn-Elektroden. $p = 15$ mm Hg.

F.L. mm	F.P. V	α I	α II	α III	α IV	α V	η % I	η % II	η % III	η % IV	η % V
3,51	11780	2,1	4,7	2,6	2,1	2,1	9,7	21,8	11,4	9,5	9,5
3,25	10740	1,8	4,0	2,75	1,9	1,95	9,8	22,3	14,9	10,2	10,7
2,66	9140	1,1	2,75	3,5	1,5	1,3	7,6	20,0	26,1	10,8	8,8
2,36	8000	0,8	2,00	2,75	1,5—2,4 u.	1,0	7,5	19,2	26,6	14,2—23,4	9,2
1,97	7080	0,5	1,40	1,95	2,0	1,0	6,0	17,1	25,6	26,1	12,2
1,68	6240	0,25	0,9	1,3	1,5	1,4	4,0	14,9	21,4	24,3	22,8

In diesen Tabellen und in den folgenden bedeuten F.L. die Funkenlänge in Millimeter, F.P. das Funkenpotential in Volt, α der Ausschlag des Millivoltmeters und $\eta\,{}^0/_0$ der Nutzeffekt der Anordnung in Prozenten. Die einzelnen Koppelungskontakte sind durch römische Ziffern angegeben.

5. Einfluß der Kapazität.

Der Einfluß der Kapazität auf die Löschwirkung ist jedenfalls sehr gering.

Die beiden Löschkondensatoren konnten sowohl parallel als auch hintereinander im Stoßkreis geschaltet werden. Ihre scheinbare Kapazität verhielt sich dann im Verhältnis 4:1. Ein Einfluß auf die Löschwirkung konnte nicht beobachtet werden, und der Nutzeffekt wies nur ganz unbedeutende Änderungen auf.

Er war bei Parallelschaltung eher etwas größer.

Am Schluß der Arbeit sollen einige Tabellen (Ia—XVIIIa) gebracht werden, die aus dem Beobachtungstagebuch so zusammengestellt sind, daß sie eine möglichst vollkommene Übersicht über die Versuchsresultate und den Einfluß der einzelnen Versuchsbedingungen liefern.

In diesen Tabellen bedeuten: p den Druck in Millimeter Hg in dem Löschkondensator, F.L. die Funkenlänge in Millimeter, F.P. das Funkenpotential in Volt, i_1 die Aufladestromstärke des Löschkondensators, i_2 die effektive Stromstärke im Sekundärkreis, α_2 den Ausschlag des Millivoltmeters, ε_1 die dem Stoßkreis zugeführte Leistung, ε_2 die Leistung im Sekundärkreis, η der Wirkungsgrad der Anordnung in Prozenten, K der Koppelungsgrad in Prozenten.

Sämtliche Daten dieser Tabellen wurden mit einem Löschkondensator mit Luftfüllung bei einer Wellenlänge von 760 m in Luft gewonnen.

G. Zusammenfassung.

1. Es wird eine neue Anordnung zur Stoßerregung elektrischer Schwingungen, mit Hilfe einer elektrodenlosen Geißlerröhre, die gleichzeitig als Kondensator im Stoßkreis eingeschaltet wird, angegeben.

2. Die Vorteile dieser Methode der Schwingungserzeugung werden besprochen.

3. Die eingehenden Untersuchungen, die mit dieser neuen Anordnung angestellt wurden, haben folgende Ergebnisse geliefert:

Die Löschwirkung und der Nutzeffekt der Anordnung hängen von der Koppelung, dem Gasdruck und dem Funkenpotential stark ab; weniger Einfluß haben Elektrodenmaterial der Funkenstrecke und Kapazität im Stoßkreis. Es gibt eine günstigste Koppelung zwischen Stoßkreis und Sekundärsystem; bei zu enger Koppelung tritt Rückzündung ein.

Der günstigtse Gasdruck in den Löschkondensatoren liegt für Luftfüllung bei etwa 10 mm Hg. Silber- und Kupferelektroden in der Funkenstrecke löschen am besten; schlechter sind Zink, Blei und alle Metalle mit geringer Wärmeleitfähigkeit.

4. Der günstigste Nutzeffekt, der gefunden wurde, beträgt etwa 30 %. Dieser geringe Wirkungsgrad gegen 80—86 % mit der Wienschen Löschröhre dürfte seinen Grund in der zu geringen Stromdichte und der damit verbundenen großen Ionisierungsarbeit in den Löschkondensatoren haben.

Tabelle Ia.

$p = 5$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 7,9$ %					$K = 16,4$ %				
		i_1 α_1	i_2 α_2	s_1 Watt	s_2 Watt	η %	i_1	i_2 α_2	s_1 Watt	s_2 Watt	η %
3,51	11780	0,9	0,55 3,2	2,64	0,38	14,4	0,89	0,59 3,4	2,62	0,40	15,3
3,25	10740	0,8	0,44 2,6	2,15	0,30	14,0	0,8	0,70 4,0 u.	2,15	0,48	22,3
2,66	9140	0,69	0,30 1,8	1,58	0,20	12,7	0,69	0,64 3,7	1,58	0,44	27,8
2,36	8000	0,6	0,23 1,4	1,2	0,16	13,3	0,6	0,50 2,9	1,2	0,34	28,3
1,97	7080	0,5	0,14 0,9	0,88	0,097	11,0	0,5	0,34 2,0	0,88	0,23	26,2
1,68	6240	0,45	0,09 0,55	0,7	0,062	8,9	0,44	0,22 1,4	0,69	0,15	21,8

Tabelle IIa.

$p = 5$ mm Hg Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 23\,\%$ $\dot{i}_1$	$\dot{i}_2$ α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$	$K = 30\,\%$ $\dot{i}_1$	$\dot{i}_2$ Watt	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11 780	0,9	0,44 2,6	2,64	0,30	11,4	0,9	0,38 2,25	2,64	0,26	9,9
3,25	10 740	0,8	0,38 2,25	2,15	0,26	12,1	0,81	0,35 2,1	2,18	0,24	11,0
2,66	9 140	0,69	0,25 1,5	1,58	0,17	10,7	0,7	0,29 1,75	1,6	0,20	12,5
2,36	8 000	0,6	0,21 1,3	1,2	0,14	11,7	0,6	0,21 1,3	1,2	0,14	11,7
1,97	7 080	0,52	0,33 1,95u.	0,92	0,23	25,0	0,52	0,14 0,9	0,92	0,097	10,5
1,68	6 240	0,45	0,29 1,75	0,7	0,20	28,6	0,45	0,11 0,7	0,7	0,076	10,8

Tabelle IIIa.

$p = 5$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 36{,}5\,\%$ $\dot{i}_1$	$\dot{i}_2$ α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11 780	0,9	0,57 3,3	2,64	14,8	14,8
3,25	10 740	0,81	0,48 2,8	2,18	0,33	15,1
2,66	9 140	0,7	0,31 1,9	1,6	0,21	13,1
2,36	8 000	0,62	0,23 1,4	1,24	0,16	12,9
1,97	7 080	0,52	0,14 0,9	0,92	0,097	10,5
1,68	6 240	0,46	0,08 0,55	0,72	0,055	7,6

Tabelle IVa.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 7,9$ %					$K = 16,4$ %				
		i_1	i_2 α_2	s_1 Watt	s_2 Watt	η %	i_1	i_2 α_2	s_1 Watt	s_2 Watt	η %
3,51	11 780	0,9	0,55 3,20	2,64	0,38	14,4	0,9	1,02 5,9	2,64	0,70	26,5
3,25	10 740	0,85	0,48 2,80	2,38	0,33	13,9	0,82	0,96 5,5	2,20	0,66	29,9
2,66	9 140	0,70	0,29 1,75	1,6	0,20	12,5	0,69	0,70 4,0	1,6	0,48	30,1
2,36	8 000	0,61	0,21 1,30	1,22	0,15	12,3	0,62	0,54 3,15	1,24	0,37	29,9
1,97	7 080	0,55	0,14 0,9	0,98	0,097	9,9	0,52	0,37 2,2	0,92	0,25	27,2
1,68	6 240	0,45	0,08 0,5	0,7	0,055	7,9	0,45	0,21 1,3	0,7	0,15	21,4

Tabelle Va.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 23$ %					$K = 30$ %				
		i_1	i_2 α_2	s_1 Watt	s_2 Watt	η %	i_1	i_2 α_2	s_2 Watt	s_1 Watt	η %
3,51	11 780	0,9	0,43 2,5	2,64	0,30	11,4	0,9	0,47 2,75	0,32	2,64	12,1
3,25	10 740	0,82	0,38 2,2	2,20	0,26	11,8	0,82	0,41 2,40	0,28	2,20	12,7
2,66	9 140	0,7	0,33 1,95	1,6	0,23	14,4	0,70	0,25 1,50	0,17	1,6	10,6
2,36	8 000	0,62	0,36 2,1	1,24	0,25	20,2	0,60	0,18 1,10	0,12	1,20	10,0
1,97	7 080	0,55	0,43 2,5	0,98	0,30	30,6	0,52	0,13 0,8	0,09	0,92	9,8
1,68	6 240	0,45	0,30 1,8	0,7	0,21	30,0	0,48	0,11 0,7	0,076	0,75	10,1

Tabelle VIa.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 36,5$				
		i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	η %
3,51	11780	0,89	0,39 2,3	2,62	0,27	10,3
3,25	10740	0,81	0,33 2,0	2,18	0,23	10,5
2,66	9140	0,70	0,21 1,3	1,6	0,15	9,4
2,36	8000	0,62	0,20 1,25	1,22	0,14	10,7
1,97	7080	0,52	0,16 1,00	0,92	0,11	12,0
1,68	6240	0,45	0,09 0,60	0,7	0,062	8,9

Tabelle VIIa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 7,9$ %					$K = 16,4$ %				
		i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	η %	i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	η %
3,51	11780	0,88	0,36 2,1	2,59	0,25	9,7	0,89	0,82 4,7	2,62	0,57	21,8
3,25	10740	0,8	0,30 1,8	2,15	0,21	9,8	0,8	0,70 4,0	2,15	0,48	22,3
2,66	9140	0,69	0,18 1,1	1,58	0,12	7,6	0,7	0,47 2,75	1,6	0,32	20,0
2,36	8000	0,6	0,13 0,8	1,2	0,09	7,5	0,6	0,34 2,00	1,2	0,23	19,2
1,97	7080	0,52	0,08 0,5	0,92	0,055	6,0	0,5	0,22 1,40	0,88	0,15	17,1
1,68	6240	0,45	0,04 0,25	0,7	0,028	4,0	0,42	0,14 0,9	0,65	0,097	14,9

Tabelle VIIIa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ν	$K = 23\,\%$					$K = 30\,\%$				
		i_1	i_2 α_2	s_1 Watt	s_2 Watt	$\eta\,\%$	i_1	i_2 α_2	s_1 Watt	s_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,9	0,43 2,6	2,64	0,30	11,4	0,89	0,36 2,1	0,62	0,25	9,5
3,25	10740	0,8	0,47 2,75	2,15	0,32	14,9	0,8	0,32 1,9	2,15	0,22	10,2
2,66	9140	0,7	0,61 3,5	1,6	0,42	26,1	0,69	0,25 1,5	1,58	0,17	10,8
2,36	8000	0,6	0,47 2,75	1,2	0,32	26,6	0,6	**0,25-0,41 1,5-2,4**	1,2	**0,17-0,28**	**14,2-23,4**
1,97	7080	0,51	0,33 1,95	0,90	0,23	25,6	0,5	0,34 2,0	0,88	0,23	26,1
1,68	6240	0,45	0,21 1,3	0,7	0,15	21,4	0,45	0,25 1,5	0,7	0,17	24,3

Tabelle IXa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ν	$K = 36{,}5\,\%$				
		α_1	i_2 α_2	s_1 Watt	s_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,89	0,36 2,1	2,62	0,25	9,5
3,25	10740	0,8	3,3 1,95	2,15	0,23	10,7
2,66	9140	0,7	0,21 1,3	1,6	0,14	8,8
2,36	8000	0,6	0,16 1,0	1,2	0,11	9,2
1,97	7080	0,51	0,16 1,0	0,90	0,11	12,2
1,68	6240	0,45	0,23 1,4	0,7	0,16	22,8

Tabelle Xa.

$p = 5$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ν	$K = 7{,}9\,\%$					$K = 16{,}4\,\%$				
		$\dot{i}_1$	$\dot{i}_2$ α_2	ε_2 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$	$\dot{i}_1$	$\dot{i}_2$ α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,91	0,57 3,3	0,39	2,68	14,5	0,87	0,5 2,9	2,56	0,35	13,6
3,25	10740	0,83	0,48 2,8	0,33	2,23	14,8	0,8	0,48 2,8	2,15	0,33	15,3
2,66	9140	0,7	0,31 1,9	0,21	1,6	13,1	0,68	0,5 2,9	1,55	0,35	22,6
2,36	8000	0,61	0,23 1,4	0,16	1,22	13,1	0,6	0,42 2,5	1,2	0,29	24,2
1,97	7080	0,52	0,14 0,9	0,097	0,92	10,5	0,5	0,29 1,75	0,88	0,20	22,8
1,68	6240	0,46	0,08 0,55	0,055	0,72	7,6	0,45	0,21 1,3	0,7	0,14	20,0

Tabelle XIa.

$p = 5$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ν	$K = 23\,\%$					$K = 30{,}0\,\%$				
		$\dot{i}_1$	$\dot{i}_2$ α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$	$\dot{i}_1$	$\dot{i}_2$ α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,9	0,42 2,5	2,64	0,29	11,0	0,91	0,38 2,25	2,68	0,26	9,7
3,25	10740	0,82	0,38 2,25	2,20	0,26	11,8	0,82	0,34 2,00	2,20	0,23	10,4
2,66	9140	0,71	0,25 1,5	1,62	0,17	10,5	0,7	2,6 1,55	1,6	0,18	11,2
2,36	8000	0,62	0,20 1,25	1,24	0,14	11,2	0,62	0,21 1,3	1,24	0,14	11,3
1,97	7080	0,52	0,16 1,00	0,92	0,11	12,0	0,55	0,14 0,9	0,97	0,097	10,0
1,68	6240	0,48	0,16 1,00	0,75	0,11	14,7	0,48	0,09 0,6	0,075	0,062	8,3

Tabelle XIIa.

$p = 5$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 36,5\%$				
		i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\%$
3,51	11780	0.9	0,38 2,25	2,64	0,26	9,8
3,25	10740	0,82	0,34 2,00	2,20	0,24	10,9
2,66	9140	0,7	0,22 1,4	1,6	0,15	9,4
2,36	8000	0,6	0,16 1,0	1,2	0,11	9,2
1,97	7080	0,52	0,12 0,75	0,92	0,083	9,0
1,68	6240	0,48	0,09 0,6	0,75	0,062	8,3

Tabelle XIIIa.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L mm	F.P. V	$K = 7,9\%$					$K = 16,4\%$				
		i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\%$	i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\%$
3,51	11780	0,84	0,53 3,1	2,62	0,37	14,1	0,89	0,92 5,3	2,62	0,64	24,4
3,25	10740	0,80	0,43 2,55	2,15	0,30	13,9	0,81	0,82 4,7	2,18	0,57	26,1
2,66	9140	0,68	0,27 1,6	1,55	0,19	12,3	0,7	0,57 3,3	1,6	0,39	24,4
2,36	8000	0,6	0,19 1,15	1,2	0,13	10,8	0,6	0,38 2,5	1,2	0,26	21,6
1,97	7080	0,52	0,12 0,75	0,92	0,083	9,0	0,52	0,30 1,8	0,92	0,21	22,8
1,68	6240	0,45	0,08 0,5	0,7	0,055	7,8	0,45	0,21 1,3	0,7	0,15	21,4

Tabelle XIVa.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 23$ %					$K = 30,0$ %				
		i_1	i_2 α_2	e_1 Watt	e_2 Watt	η %	i_1	i_2 α_2	e_1 Watt	e_2 Watt	η %
3,51	11780	0,9	0,43 2,5	2,64	0,30	11,4	0,9	0,43 2,5	2,64	0,30	11,4
3,25	10740	0,82	0,36 2,1	2,20	0,25	11,4	0,8	0,38 2,2	2,15	0,26	12,1
2,66	9140	0,7	0,30 1,8	1,6	0,21	13,1	0,69	0,23 1,45	1,58	0,16	10,1
2,36	8000	0,6	0,32 1,9	1,2	0,22	18,3	0,6	0,18 1,1	1,2	0,12	10,0
1,97	7080	0,52	0,34 2,0	0,92	0,23	25,0	0,52	0,13 0,8	0,92	0,09	9,8
1,68	6240	0,45	0,25 1,5	0,7	0,17	24,3	0,45	0,10 0,6	0,7	0,069	9,9

Tabelle XVa.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 36,5$ %				
		i_1	i_2 α_2	e_1 Watt	e_2 Watt	η %
3,51	11780	0,88	0,38 2,25	2,59	0,26	10,0
3,25	10740	0,8	0,32 1,9	2,15	0,22	10,4
2,66	9140	0,7	0,21 1,3	1,6	0,15	9,4
2,36	8000	0,6	0,18 1,1	1,2	0,12	10,0
1,97	7080	0,5	0,15 0,9	0,88	0,10	11,4
1,68	6240	0,45	0,09 0,55	0,7	0,62	8,9

Tabelle XVIa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 7{,}9\,\%$					$K = 16{,}4\,\%$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$	i_1	i_2 / α_2	ε_2 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,82	0,38 2,25	2,42	0,26	10,7	0,88	0,80 4,6	0,55	2,59	21,2
3,25	10740	0,79	0,32 1,9	2,12	0,22	10,4	0,8	0,70 4,0	0,48	2,15	22,3
2,66	9140	0,68	0,18 1,1	1,55	0,12	7,7	0,69	0,46 2,7	0,31	1,58	19,6
2,36	8000	0,58	0,12 0,75	1,16	0,083	7,2	0,6	0,34 2,0	0,23	1,2	19,2
1,97	7080	0,5	0,07 0,45	0,88	0,048	5,5	0,5	0,23 1,4	0,17	0,88	19,3
1,68	6240	0,42	0,04 0,25	0,65	0,027	4,2	0,45	0,14 0,9	1,097	0,7	13,9

Tabelle XVIIa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 23\,\%$					$K = 30\,\%$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$	i_1	i_2 / α_2	ε_2 Watt	ε_1 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,88	0,43 2,5	2,59	0,30	11,6	0,89	0,35 2,1	0,24	2,62	9,2
3,25	10740	0,8	0,43 2,5	2,15	0,30	13,9	0,8	0,32 1,85	0,22	2,15	10,4
2,66	9140	0,69	0 52 3,0	1,58	0,36	22,8	0,69	0,23 1,4	0,16	1,58	10,1
2,36	8000	0,6	0,43 2,5	1,2	0,30	25,0	0,6	0,23 1,4	0,16	1,2	13,3
1,97	7080	0,5	0,29 1,7	0,88	0,20	22,7	0,52	0,29 1,7	0,20	0,92	21,8
1,68	6240	0,43	0,21 1,25	0,67	0,14	21,0	0,45	0,22 1,35	0,15	0,7	21,4

Tabelle XVIIIa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 36,5\,\%$				
		i_1	i_2 α_2	e_1 Watt	e_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,88	0,34 2,00	2,59	0,23	8,9
3,25	10740	0,8	0,29 1,75	2,15	0,20	9,3
2,66	9140	0,68	0,20 1,2	1,58	0,14	8,9
2,36	8000	0,6	0,16 1,0	1,2	0,11	9,2
1,97	7080	0,5	0,12 0,75	0,88	0,083	9,4
1,68	6240	0,42	0,14 0,8	0,65	0,097	14,9

Adresse des Autors: Marburg i. H., Marbacherweg 26a.

Referate.

Wir entnehmen den Ann. d. Phys. Beibl. **37**, Nr. 3, 1913 folgende Referate:

Sh. Kimura, Einwelligkeit in der drahtlosen Telegraphie; Pseudo-Stoßerregung (Phys. Rev. **34**, 345—358, 1912). — Die Bedingung der Einwelligkeit — eine Charakteristik der Stoßerregung — wird ausgedrückt durch Nullsetzung des Koppelungsgrades, somit als Funktion der Dämpfungen des Primär- und Sekundärkreises. — Ausgehend von der biquadratischen Gleichung Drudes wird dann der Einfluß untersucht, den ein beliebiger positiver und ein kleiner negativer Wert des Koppelungsgrades auf Frequenz und Dämpfung der Schwingungen zweier gekoppelter Kreise hat, und daraus die Natur der Stoßerregung folgendermaßen aufgefaßt als das Resultat des Wechsels der Primärdämpfung und infolgedessen auch des Koppelungsgrades: Beginnend mit einem großen Wert der Primärdämpfung und einem + Wert des Koppelungsgrades — also mit zwei Koppelungswellen und entsprechenden Schwebungen — wächst die Primärdämpfung rasch bis auf einen großen Endwert am Ende einer halben Schwebungszeit.

Daher geht auch der Koppelungsgrad durch Null auf einen negativen Wert und in dem Moment, wo die Primärdämpfung ihren großen Endwert erreicht hat, befinden sich die zwei Systeme in einem Zustande außerordentlich loser Koppelung. In dieser letzten Phase sind Stoßerregung und Pseudostoßerregung einander gleich, wie überhaupt beide Erregungen nur graduell, nicht fundamental verschieden sein dürften.

Es wird auch auf die Bedeutung der Einwelligkeit für den Empfänger hingewiesen und u. a. eine Tabelle der kritischen Koppelungen für verschiedene Dämpfungswerte gegeben. L. Knn.

C. Tissot, Die Messung der Perioden und Dämpfungen in gekoppelten Systemen. Modell eines Wellenmessers (Soc. franç. de Phys. Nr. 26, S. 6—9, 1912; J. de phys. (5) **2**, 719—727, 1912). — Unter Hinweis darauf, daß weder Fischer noch Zenneck eine theoretische Begründung ihrer Methode zur Messung der Wellenlängen und Dämpfungen gekoppelter Kreise gegeben haben, bringt der Verf. eine solche unter vereinfachenden Annahmen in einfacher Rechnung. [Es scheint ihm entgangen zu sein, daß sich bereits Macků (vgl. Beibl. **35**, 41) eingehend mit derselben befaßt hat.]

Der angegebene Wellenmesser[1]) hat eine Selbstinduktion in Form einer derart konstruierten „geschlossenen" Spule, daß dieselbe von außen nicht induziert werden kann. Die Kapazität wird von viereckigen längs ihrer Diagonalen verschiebbaren Platten gebildet, so daß dieselbe wie das Quadrat und somit die Wellenlänge wie die erste Potenz der Plattenverschiebung sich ändert. Demnach wird die Skala des Wellenmessers linear nach Wellenlängen graduiert.

Die angegebene vereinfachte Methode zur Bestimmung der Dämpfung ist die schon längst bekannte und angewendate. L. Knn.

R. Lindemann, Über die Verwendung der harmonischen Oberschwingungen des Poulsenkreises bei Messungen der Wellenlänge (Verh. d. D. Physik. Ges. **14**, S. 624—633, 1912). — Der Verf. beschreibt die Anwendung der harmonischen Oberschwingungen bei Messungen der Wellenlänge, welche in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bereits seit längerem sich bewährt hat.

Da die Mittel zur Verstärkung der Oberschwingungen eines Poulsenkreises (: Vergrößerung der Kapazität oder Schwächung des Speisestromes bei einer bestimmten Anordnung des Bogens) andererseits

1) Vgl. Jahrb. **7**, 3, 1913.

die Konstanz und Intensität der Grundschwingung beeinträchtigen, so wird — besonders für Oberschwingungen höherer Ordnung — eine künstliche Verstärkung durch eine bereits von Schapira angegebene Schaltung bewirkt, indem dem Lichtbogen außer dem Hauptkreis von genügend großer Wellenlänge ein zweiter, auf die gewünschte kurze Wellenlänge abgestimmter Schwingungskreis parallel geschaltet wird, wobei die Wellenlänge des ersteren gleich einem ganzen Vielfachen von der des letzteren gemacht wird. Als günstig erweist sich eine starke induktive Koppelung zwischen den beiden Kreisen und eine tunlichst kleine Kapazität für den zweiten. Es war dem Verf. jedoch nicht möglich, „die verstärkten kurzen Wellen ebenso konstant zu erhalten wie eine Grundwelle in dem einfachen, passend gewählten Poulsenkreise". Für genauere Dämpfungsmessungen dürfte diese Konstanz kaum genügen, während sie, wie die Messungen zeigen, ausreichte, um die schwach gedämpften Resonatorkreise scharf auf Resonanz einzustellen. (Die Abweichungen betrugen nur selten mehr als 1 Promille.)

Solche Oberschwingungen können nun entweder dazu verwendet werden, eine bereits festgelegte Wellenskala in sich zu kontrollieren oder dieselbe nach langen und kurzen Wellen zu erweitern; besonders das letztere dürfte sich als eine brauchbare, einfache Ergänzung der gebräuchlichen Methoden der absoluten Wellenlängenmessung erweisen.

L. Knn.

(Eingesandt 15. Februar 1913.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Wir erhalten folgende Mitteilung:

Erforschung des Erdinnern, Gesellschaft mit beschränkter Haftung, Hannover.

Mit dieser Firmierung wurde am 1. April in Hannover eine Gesellschaft ins Leben gerufen, die es sich zur Aufgabe gestellt hat, die von Dr. Heinrich Löwy-Zürich und Dr. Gotthelf Leimbach-Göttingen ersonnenen Verfahren zur Erforschung des Erdinnern mittels elektrischer Wellen bzw. elektrischer Schwingungen, die durch zahlreiche Patente im In- und Auslande geschützt sind, auszuarbeiten und praktisch zu verwerten. In erster Linie handelt es sich zunächst um Verfahren, im Bergbau Wassereinbruchsgefahr rechtzeitig festzustellen; was insbesondere für den Kalibergbau und bei der Abteufung neuer

Schächte von allergrößter Bedeutung sein würde. Sodann sind Versuche in Deutsch-Südwestafrika geplant, die darauf hinauslaufen sollen, die Brauchbarkeit einiger Verfahren zur Aufsuchung von Wasser und Erz in den Tropen festzustellen. Diese letzteren werden unter bemerkenswerter Mitwirkung des Reichskolonialamts ausgeführt werden. — Die Geschäftsstelle der mit 80000 Mark Stammkapital gegründeten neuen Gesellschaft befindet sich zunächst nur in Göttingen, woselbst ein Versuchslaboratorium mit eigener Werkstatt von dem zum Leiter des neuen Unternehmens bestellten früheren Assistenten am geophysikalischen Institut der Universität, Dr. Gotthelf Leimbach, eingerichtet ist. E.

(Eingesandt 15. Juni 1913.)

Liebenröhre. Wie wir erfahren, macht die Telefunken-Gesellschaft seit einiger Zeit auch Versuche mit der Liebenschen Lampe, einem mit Kathodenstrahlen arbeitendem Telephonrelais, welches die Verstärkung jeder Art von elektrischen Schwingungen ermöglicht, seien es nun schnelle Schwingungen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlich sind oder seien es Schwingungen langsamer Frequenz, welche bereits einen hörbaren Ton im Telephon liefern oder Wechselschwingungen gemischter Frequenz, wie sie in der Fernsprechtechnik die Regel bilden. Es lassen sich beispielsweise Verstärkungen erzielen, die beim Niederfrequenzstrom bis nahezu das 50-fache der Originalströme betragen. Die Verstärkung von Hochfrequenzströmen kann bis auf das 100-fache gebracht werden.

Die Wirkungsweise des aperiodischen Universalverstärkers beruht auf der Erfindung Professor Wehnelts, nach welcher leitend gemachte Gasstrecken als Stromträger benutzt werden. Professor Wehnelt hatte bekanntlich gefunden, daß man in einer evakuierten Glasröhre bei verhältnismäßig kleinen Spannungen bereits leuchtende Entladungen herbeizuführen imstande ist, wenn man die Röhre mit einer Oxydkathode versieht, welche durch einen elektrischen Strom in Rotglut versetzt werden kann. Ein solches Entladungsrohr ist die Telefunken-Liebenröhre. E.

(Eingesandt 15. Juni 1913.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D. R. P. Nr. 261646 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin betrifft ein Verfahren und Schaltungsanordnungen zum Betriebe von Serienfunkenstrecken, bei denen die Elektroden b_1 b_2 c_1 c_2 (Fig. 1 u. 2) auf Isolationskörpern angeordnet und durch Zuleitungen d_1 d_2 elektrisch verbunden sind und durch Rotation eines dieser Isolationskörper eingeschaltet werden. Die patentfähigen Merkmale dieser An-

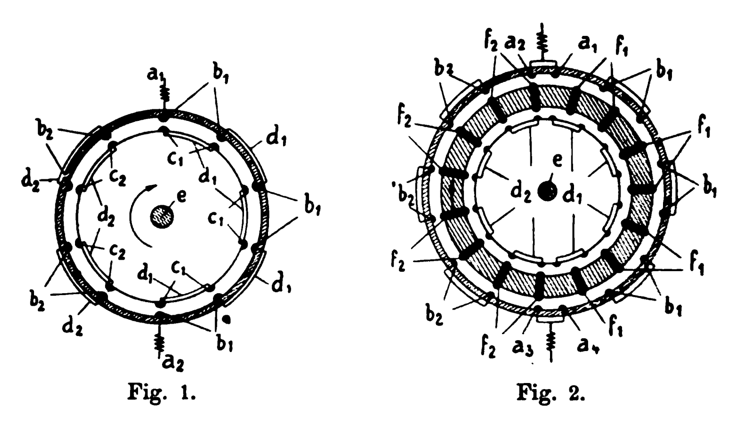


Fig. 1. Fig. 2.

ordnung bestehen darin, daß die Serienfunkenstrecke in Gruppen, und zwar zweckmäßig in Hälften geteilt sind, welche abwechselnd derart eingeschaltet werden, daß sämtliche Elektroden jeder Hälfte gleichzeitig be- und entlastet werden, wobei die Funkenstrecken maximaler Potentialdifferenz räumlich am weitesten auseinander liegen. Zweckmäßig erfolgt die Teilung der Serienfunkenstreckengruppen in Hälften mit gleicher Funkenstreckenzahl. Die automatische Einschaltung der einzelnen Gruppen kann auch, wie in Fig. 2 dargestellt ist, mit Hilfe besonderer Zwischenelektroden f_1 f_2 erfolgen, welche auf dem rotierenden Isolationskörper angeordnet sind.

Das D. R. P. Nr. 261883 von H. Boas in Berlin ist ein Zusatzpatent zu D. R. P. Nr. 254175 (vgl. Jahrb. **6**, 510) und betrifft eine Funkenstrecke zur Erzeugung stark gedämpfter Schwingungen. Im Hauptpatent Nr. 254175 sind außer dem Platiniridium noch Wolfram, Cirkonium, Molybdän, Chrom und Tantal als geeignete Metalle für die Elektroden angeführt, jedoch mit der Einschränkung ihrer Verwendung in einer Atmosphäre von reduzierendem oder indifferentem Gas. Die von Boas angestellten Versuche haben aber erwiesen, daß die Metalle Molybdän und Tantal ebenso wie das Wolfram auch in freier Luft in

bester Weise für die Zwecke der Elektroden brauchbar sind, und daß sich unter Verwendung dieser Metalle zu den Elektroden die höchsten Koppelungsgrade bis zu 50 % erreichen lassen.

Das D. R. P. Nr. 260417 der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin betrifft einen Selbstunterbrecher, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie mit tönenden Funken, mit welchen sich leicht Unterbrechungszahlen von 500 pro Sekunde und darüber erzielen lassen sollen, wobei zugleich der Ton sehr rein und frei von störenden Nebengeräuschen sein soll. Zu diesem Zwecke besteht das schwingende Organ im wesentlichen aus einer nur an zwei Punkten eingespannten Membran, die außerhalb der Verbindungslinie dieser beiden Punkte einpolig magnetisch erregt wird.

Gleichfalls einen Unterbrecher für Funkeninduktoren betrifft das D. R. P. Nr. 260839 von Emile Girardeau in Paris. Bei ihm wird eine Stimmgabel der Wirkung eines in Reihe mit dem Induktor geschalteten Elektromagneten unterworfen. Um bei solchen Unterbrechern eine verhältnismäßig große Stromstärke in der Primärwickelung des Induktors bei möglichst funkenloser Unterbrechung zu erzielen, schlägt Girardeau vor, einen Ohmschen Widerstand an die Klemmen des Elektromagneten anzuschließen.

Das D. R. P. Nr. 261030 von Alexander Heyland in Brüssel betrifft ein Verfahren und eine Einrichtung zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen mittels Maschinen, in welchen die Frequenz der erzeugten Ströme nicht durch die Polzahl der Maschine bzw. deren Polteilung und Umfangsgeschwindigkeit, sondern durch in der Maschine bewirkte Schwingungen des magnetischen Feldes der Maschine bestimmt wird. Die Schaltungsanordnung einer solchen Maschine ist in Fig. 3 dargestellt. Diese Schwingungen des magnetischen Feldes werden dabei bewirkt durch die Rückwirkung einer in geeigneter Weise auf dem Stator (*a*) oder dem Rotor (*b*) der Maschine angeordneten, mehrphasig induzierten Wickelung ($s\,s'\,s''$), deren Spulen verschiedener Phase, direkt oder auch über irgendwelche Hilfsstromkreise, parallel zueinander geschaltet sind, so daß durch die zwischen den einzelnen Spulen sich bildenden Ausgleichsströme Feldschwingungen niederer Frequenz abgedämpft werden und nur die durch die Phasenverschiedenheit der einzelnen Spulen bestimmte Oberschwingung, welche in den verschiedenen Spulen die gleiche Richtung erhält, zur Ausbildung kommt. Der Stator und Rotor der Maschine bestehen aus unterteiltem Eisen und tragen über den Umfang verteilt nebeneinanderliegende, dabei aber unter verschiedenem Winkel zueinander verstellte Spulen, wobei die Spulen des Stators oder des Rotors oder beider untereinander parallel geschaltet sind und in beliebiger Weise an eine Erregerquelle (*e*) und einen Stromverbrauchskreis (*k l* oder *m n*) angeschlossen sein können. Die Anordnung kann auch so getroffen werden, daß sowohl die Er-

regerstromquelle (*e*) wie auch der Stromverbrauchskreis (*1*, *2*) an die Statorspulen angeschlossen ist, so daß der Rotor eventuell ähnlich wie ein einfacher Kurzschlußanker ausgeführt werden kann. Bei in Serie geschalteten Stator- oder Rotorspulen können Kondensatoren (*c*) zu einzelnen Gruppen, zwei oder mehr Spulen in Serie, parallel geschaltet werden, so daß hierdurch die Wirkungen der Feldstreuung zwischen Stator und Rotor in verschiedener Weise korrigiert werden können.

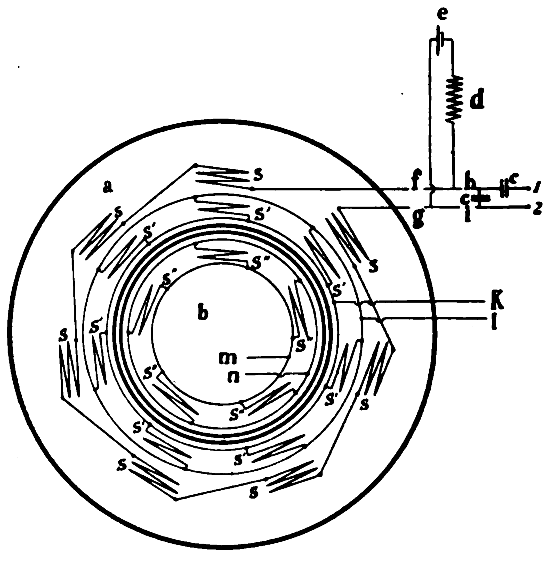


Fig. 3.

Das D. R. P. Nr. 261 281 der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin betrifft ebenfalls eine Hochfrequenzmaschine, und zwar von der bekannten Art, bei welcher zwei aus lamelliertem Eisen bestehende gezahnte Teile gegeneinander rotieren und die Zahnteilungen beider Teile denselben räumlichen Winkel umfassen und die induzierte Wickelung ebenso wie die induzierende Wickelung, mit der erstere vereinigt sein kann, eine große Anzahl Zähne umfaßt. Um bei solchen Maschinen die Fluxschwankung zu vergrößern, sollen in den leeren Nuten des Ständers oder des Läufers oder beider kurzgeschlossene Spulen oder zweckmäßig massive Leiter eingebettet werden, wobei die Leiter der einzelnen Nuten voneinander elektrisch getrennt sind.

Dieselbe Gesellschaft hat außerdem noch das D. R. P. Nr. 260 271 erhalten auf eine Hochfrequenzmaschine mit in der Erregerwickelung schwankendem Fluxe. Bei solchen Maschinen hat man sich bis jetzt bemüht, die in der Erregerwickelung induzierten Ströme entweder

durch Drosselspulen oder ungleichmäßige Zahnung von Ständer und Läufer zu vernichten. Drosselspulen werden aber bei nicht ganz hohen Frequenzen ziemlich groß, während die ungleichmäßige Zahnung nur dann Abhilfe schafft, wenn die Zahnbreite gleich der Nutenbreite und die Feldkurven eine symmetrische ist. Nach dem D. R. P. Nr. 260271 sollen nun die in der Erregerwickelung induzierten Ströme nicht nur nicht abgedrosselt, sondern ausgenutzt werden, indem man in den Stromkreis der Erregerwickelung die primäre Wickelung eines Transformators schaltet, dessen sekundäre Wickelung einen Nutzstrom liefert. Die Schaltung kann auch in der Weise ausgeführt werden, daß die Erregerspannung in Reihe mit der Arbeitsspannung einen gemeinschaftlichen Nutzstromkreis speist, oder es können auch die Arbeits- und Erregerwickelung miteinander vereinigt werden.

Das D. R. P. Nr. 260339 von Dr.-Ing. Waldemar Petersen in Darmstadt betrifft eine elektrostatische Maschine zur Erzeugung von Wechselströmen hoher Frequenz, und zwar eine Ausbildung der Maschine nach dem Hauptpatent Nr. 257887, vgl. Jahrb. **7**, 112. Im Felde sowohl wie im Anker sollen aus den Nutz- und Streukapazitäten in Verbindung mit Selbstinduktionen, zu denen parallel und in Reihe Kapazitäten treten können, Resonanzkreise gebildet werden, um im Feld und im Anker die durch Rückwirkung entstehenden, nicht ausgenutzten Ströme durch Schaffung reiner Leerlaufbedingungen wirkungslos zu machen. Hierdurch soll erreicht werden, daß sich die Spannungen, deren Frequenz im Felde ein geradzahliges, im Anker ein ungeradzahliges Vielfaches der Grundfrequenz n beträgt, ungehindert ausbilden können, während durch Schaffung reiner Kurzschlußbedingungen im Feld und Anker (Spannungsresonanzkreis) für die Ströme oberhalb der Nutzfrequenz die Ausbildung weiterer Strom- und Spannungsglieder vermieden wird. Die Frequenz der Maschine kann durch eine Wellenspannung, unter anderem durch eine Gleichspannung mit überlagerten Mikrophonwellen, oder durch eine Wechselspannung beliebiger Frequenz und beliebiger Wellenform erfolgen. Endlich lassen sich diese für die einphasige elektrostatische Wechselstrommaschine gegebenen Betriebsmöglichkeiten in gleicher Weise auf die elektrostatische Mehrphasenmaschine übertragen.

Einen Zusatz zu diesem eben behandelten Patent betrifft das D. R. P. Nr. 260340 desselben Erfinders, und zwar soll hier die elektrostatische Maschine als Frequenzwendler benutzt werden.

Ferner hat Petersen das D. R. P. Nr. 260281 auf eine selbsterregende elektrostatische Asynchronmaschine erhalten; es sollen dabei im Felde im übersynchronen Lauf effektverzehrende Widerstände eingebaut werden, deren Größen dem gewählten Schlupfe umgekehrt proportional eingestellt ist, während im Felde wie im Anker zur Deckung der wattlosen Ströme der Streu- und Nutzkapazitäten Selbstinduktionen dienen.

Dieselbe selbsterregende elektrostatische Asynchronmaschine soll

nach dem Zusatzpatent Nr. 261 232 als Empfängermaschine verwendet werden, und zwar soll sie dann mit ihrer Kapazität und ihrer Selbstinduktion einen mitschwingenden Bestandteil eines Empfängerkreises bilden. Die Anordnung kann so getroffen werden, daß sie durch eine Kontaktvorrichtung mit ihrem Rotor an einen Empfängerkreis gelegt wird, um einen elektrischen Stoß zu erhalten; der elektrische Stoß kann aber auch statt auf den Anker auf das Feld gegeben werden. Der dem willkürlich gewählten Schlupfe umgekehrt proportional eingestellte Feldwiderstand kann zum Zwecke der Beseitigung der Erregung verändert werden, und die Begrenzung und selbsttätige Einstellung der Spannung kann durch Widerstände im Felde, deren Höhe von der Spannung oder dem Strome der beiden abhängig ist, bewerkstelligt werden.

Ein Verfahren zum Abstimmen von Hochfrequenzstromkreisen betrifft das D. R. P. Nr. 261 550 der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Bisher hat man hierzu Drosselspulen von veränderlicher Größe und Kondensatoren mit abschaltbaren Zellen gebraucht. Bei Vorhandensein einer Hochfrequenzmaschine kann man aber die Drosselspulen und gegebenenfalls auch die Kondensatoren, ganz oder teilweise entbehren, wobei auch eine viel feinere und einfachere Regelung ermöglicht wird. Dies wird dadurch erreicht, daß man die inneren Sättigungsverhältnisse der Hochfrequenzmaschine und gegebenenfalls auch die Sättigung der zugehörigen Transformatoren ändert bzw. regelbar macht, und zwar dadurch daß man die Gleichstromerregung ändert. Statt dessen können die Sättigungsverhältnisse auch durch Abschaltung von Windungen in der Maschine oder den Transformatoren geändert werden, die Regelung durch die Gleichstromerregung hat aber den Vorteil der Einfachheit und Feinheit der Einstellung.

Eine Vorrichtung zur Bestimmung der Dämpfung elektrischer Schwingungen mit Hilfe zweier parallel geschalteter veränderlicher Kondensatoren betrifft das D. R. P. Nr. 257 140 der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und des Dipl.-Ing. Hans Behne in Berlin. Fig. 4 zeigt eine Daraufsicht und Fig. 5 einen senkrechten Mittelschnitt nach *A*—*B* der Fig. 4. In einem gemeinsamen Gehäuse sind die Platten beider Kondensatoren übereinander angeordnet, und zwar zweckmäßig die des kleinen Kondensators *b f* über denen des großen *c d*. Die Drehplatten *d* des unteren Kondensators sind an der Drehachse *e* befestigt. die Drehplatte *f* des oberen Kondensators an der über diese Achse geschobenen Büchse *g*. Außer der Drehplatte *f* ist an der Büchse *g* die Kurvenscheibe *h* befestigt. Durch Drehen dieser Scheibe kann man die Kapazität des oberen Kondensators verändern. Die durch die Scheibe *h* hindurchgeführte und unabhängig von ihr zu drehende Achse *e* der unteren Kondensatorplatten trägt eine mit der Flächenskala bedeckte Scheibe *i*. Die in der Scheibe *h* ausgesparte Kurve *k* dient zur Führung des Endes eines Zeigers *l*, das zu diesem Zwecke mit

einer kleinen Führungsrolle versehen ist. Der Zeiger ist ferner oberhalb der Kondensatorachse in einer nicht beweglichen Brücke m derart

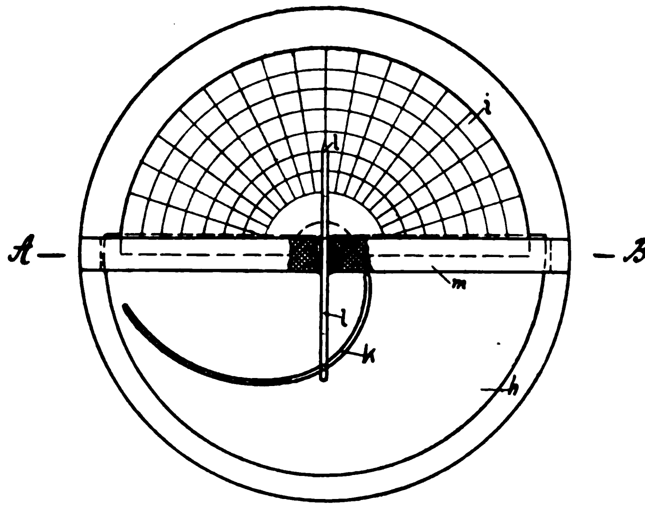


Fig. 4.

gelagert, daß er sich nur in seiner Längsrichtung verschieben kann. Diese Verschiebung geschieht infolge der Kurvenführung proportional der Drehung der mit der Scheibe h verbundenen Kondensatorplatten. Die Flächenskala, die mit Kurven gleicher Dämpfung bedeckt ist, hat ihre Nullinie in der

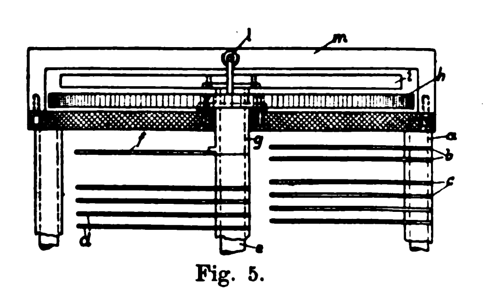


Fig. 5.

Mitte, d. h. die Nullinie ist eine konzentrische Kreislinie in der halben Breite der Skala. Vor Beginn der Messung wird der kleine (obere) Kondensator auf seinen mittleren Wert eingestellt, und die Spitze des Zeigers l liegt infolgedessen auf der Nullinie der Skala i. Nun wird der große (untere) Kondensator so weit gedreht, bis das in den Schwingungskreis eingeschaltete Meßinstrument durch maximalen Ausschlag Resonanz erzeugt. Wird jetzt den oberen Drehplatten eine solche Stellung gegeben, daß das Meßinstrument auf den halben Ausschlag zurückgeht, so verschiebt sich der Zeiger l in seiner Längsrichtung und man kann auf der Flächenskala unter der Spitze des Zeigers l den Wert der Dämpfung ablesen.

Auch das D. R. P. Nr. 259302 von Dr. Bruno Glatzel in Berlin

betrifft ein Verfahren und eine Einrichtung zur Messung der Dämpfung elektrischer Schwingungskreise. Das Verfahren besteht darin, daß die Energiezuführung zu dem zu messenden Schwingungskreis *c d* (Fig. 6) und die Einschaltung des Meßinstrumentes *f* periodisch gesteuert werden. Diese periodische Beeinflussung kann durch mechanische Kontaktanordnungen b_1 b_2 erfolgen, welche zwangläufig miteinander verbunden sind. Durch geeignete mechanische Anordnung der Schalter kann der Zeitpunkt der Einschaltung der beiden Schalter beliebig wählbar gemacht werden, so daß zwischen dem Ausschalten von b_1 und dem Einschalten von b_2 jede ge-

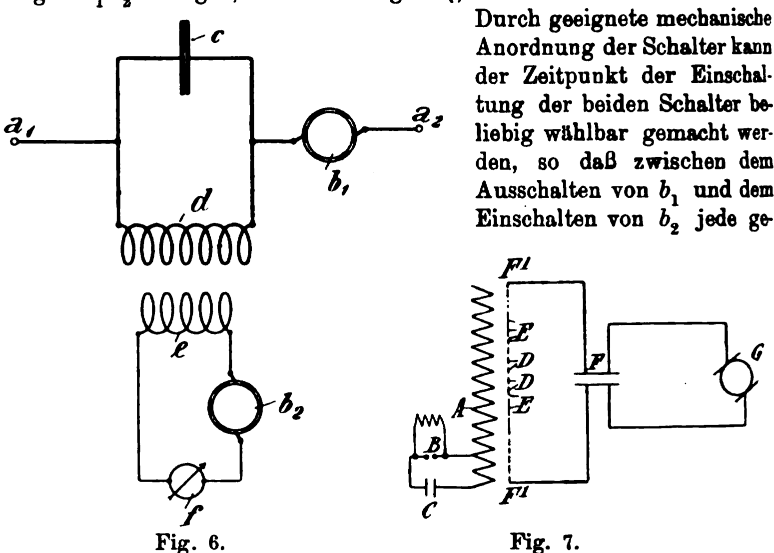


Fig. 6. Fig. 7.

wünschte Zeitdifferenz hergestellt werden kann. Wenn Schalter b_1 unterbrochen wird und die Schwingungen in dem aus Selbstinduktion *d* und Kapazität *c* bestehenden Kreise noch weiter bestehen, so ist in dem Anzeigeinstrument *f* noch ein Strom nachweisbar, wenn zwischen der Ausschaltung des Unterbrechers b_1 und der Einschaltung des Unterbrechers b_2 bereits eine gewisse Zeit vergangen ist. Diese Zeitdifferenz kann um so größer sein, je geringer die Dämpfung der Schwingungen im Kreise *d c* ist, so daß man demnach durch diese Zeitdifferenz ein Maß für die vorhandenen Verluste hat.

Das D. R. P. Nr. 252526 von Roberto Clemens Galletti in Lyon (Frankreich) betrifft eine Schaltungsweise zum Schließen elektrischer Stromkreise zwischen feststehenden Elektroden über eine Funkenstrecke. Um den Schluß solcher Stromkreise zu erleichtern bzw. um die Schlagweite der Elektroden vergrößern zu können, ist bereits vorgeschlagen worden, eine Hilfsfunkenstrecke anzuordnen, die durch Ionisation der Luft die Entladung erleichtert. Von derartigen bekannten Schaltungsweisen unterscheidet sich die Anordnung von Galletti dadurch, daß die Funkenstrecke als Vielfachfunkenstrecke ausgebildet ist und diese durch ein längs derselben angeordnetes oszillatorisches elek-

tromagnetisches Feld beeinflußt wird. Der die Funkenstrecken enthaltende Stromkreis kann für drahtlose Nachrichtenübermittelung verwendet werden. In Fig. 7 ist eine solche Schaltung dargestellt. Das oszillatorische elektromagnetische Feld wird dabei durch einen Resonator A hervorgerufen, längs dessen die Funkenstrecke $F_1 F_1'$ liegt. Diese besteht aus einer Anzahl Leiter D, die in Abständen E voneinander angeordnet sind. Wenn durch den Schwingungskreis CB der Oudinsche Resonator A erregt wird und gleichzeitig der Kondensator F durch den Gleichstrom- oder Wechselstromgenerator geladen wird, so findet bei jedem Funken bei B eine Zündung der Funkenstrecken $F_1 F_1$ und damit eine Entladung des Kondensators F statt. In Fig. 8 ist gezeigt, wie durch abwechselndes Schließen zweier derartiger Funkenstrecken AA', welche in zwei verschiedenen Stromzweigen angeordnet sind, die Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom ermöglicht wird. Aus dem Wechselstromnetz HH wird über den Transformator I der Kondensator K geladen; die eine Belegung dieses Kondensators ist über zwei Vielfachfunkenstrecken $D_1 D_3$ zweier Resonatoren AA^1 mit den Belegungen eines zweiten Kondensators Q verbunden, die andere Belegung ist entsprechend über zwei weitere Vielfachfunkenstrecken $D_2 D_4$ derselben Resonatoren AA' gleichfalls mit den Belegungen des zweiten Kondensators Q verbunden, und zwar derart, daß die Vielfachfunkenstrecken jedes Resonators an beiden Belegungen des zweiten Kondensators Q angeschlossen sind; die Resonatoren AA' werden abwechselnd (durch Gleichrichter LL', Transformatoren MM' und Schwingungskreise NOP und $N'O'P'$ erregt. Auf diese Weise wird der Kondensator Q aus dem Kondensator K in stets gleichem Sinne geladen, so daß er in die Leitungen RR einen hochgespannten Gleichstrom liefern kann.

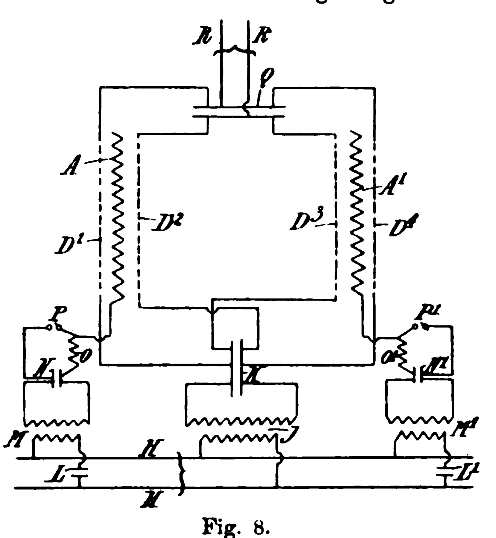


Fig. 8.

(Eingesandt 5. Juli 1913).

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W. bei Berlin, Roonstraße 12.

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Bemerkung zur Abhandlung: „Die Periodenzahlen und Dämpfungskoeffizienten gekoppelter Schwingungskreise“ von John Stone-Stone.

Im 1. Heft des 7. Bandes dieses Jahrbuches (S. 8—24) veröffentlicht Herr J. Stone-Stone Rechnungen, deren Resultate mit denjenigen, welche ich vor vier Jahren auch in diesem Jahrbuche (3. Bd. S. 309) über denselben Gegenstand entwickelt habe, teilweise nicht übereinstimmen.

Die Ursache der Differenzen ist in der fehlerhaften Meinung des Herrn J. Stone-Stone zu suchen, daß durch die Voraussetzung F S. 12 in allen weiteren Rechnungen nur die Glieder der Ordnung α^2 resp. a^2 gegenüber p^2 resp. q^2 vernachlässigt werden. Das ist sicher der Fall für die Periodenzahlen (G' S. 13) und aus dem Grunde stimmen diese Ausdrücke vollkommen mit denjenigen, welche ich angegeben hatte (l. c. Gl. 16) überein, ist aber nicht mehr gültig für die Rechnungen, welche sich an die Dämpfungskoeffizienten beziehen, in welchen die Differenzen $(p_1^2 - p_2^2)$ resp. $(q_1^2 - q_2^2)$ vorkommen. In diesen Rechnungen werden somit infolge der Voraussetzung F die Glieder der Größenordnung α^2 resp. a^2 gegenüber den angegebenen Differenzen vernachlässigt, und die Resultate sind somit nur unter dieser neuen Voraussetzung gültig (d. h. nur für den Fall, daß die Differenzen der Schwingungszahlen genügend groß sind).

Daß die Formeln des Herrn J. Stone-Stone wirklich zu falschen Resultaten (in dem von ihm angegebenen Geltungsbereiche) führen können, überzeugt man sich leicht für den Fall der Resonanz, d. h. $p_1^2 = p_2^2 = p$. Aus den, von ihm angegebenen Werten (S. 21) bekommt man (wenn man q_1^2 resp. q_2^2 in die Ausdrücke für a_1 resp. a_2 hineinsetzt)

$$a_1 = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2(1 - \sqrt{\mu_1 \mu_2})} \qquad a_2 = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2(1 + \sqrt{\mu_1 \mu_2})}$$

Dieses sind aber die bekannten Drudeschen, nur für starke Koppelung gültige Ausdrücke. (Für $\mu_1 \mu_2 = 0$ resultiert

$$a_1 = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \qquad a_2 = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}$$

anstatt

$$a_1 = \alpha_1 \qquad a_2 = \alpha_2)$$

Die Formeln des Herrn J. Stone-Stone für die Dämpfungskoeffizienten haben also einen kleineren Geltungsbereich, als welcher durch die Voraussetzung F vorgeschrieben ist, und aus dem Grunde unterscheiden sie sich von denjenigen, welche ich angegeben hatte, und haben auch eine einfachere Form.

Brünn, Böhmische Technische Hochschule, 9. Juni 1913.

B. Macků.

(Eingesandt 9. Juni 1913.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Proceedings of the Institute of Radio Engineers, Vol. 1 Part. 2. Edited by Dr. Alfred N. Goldsmith, New-York City, April 1913.

Chr. Ries, Die elektrischen Eigenschaften und die Bedeutung

des Selens für die Elektrotechnik. 2. Aufl. Verlag der Fachzeitschrift „Der Mechaniker“ (F. u. M. Harrwitz) Berlin-Nikolasee, 1913.
M. 4.—, geb. M. 5.—

E. Rothé, Les applications de la télégraphie sans fil. Traité pratique pour la réception des signaux horaires et des radiotélégrammes météorologiques. Berger-Levrault, Éditeurs — Paris 1913. Fr. 4.—

„Handels-Akademie“, Kaufmännische Halbmonatsschrift; Belehrungs- und Unterhaltungsblatt für Kaufleute. Verlag von Friedrich Mester in Leipzig.

P. Drude, 3. Aufl., herausgegeben von E. Gehrcke: Lehrbuch der Optik. Verlag von S. Hirzel, Leipzig 1912.

Gustav von Sensel, Elektrizität und Optik, bearbeitet vom Standpunkte der Elektronentheorie. Verlag von Alfred Hölder, Wien und Leipzig 1913. M. —.90

Zeitschrift für technische Physik, herausgegeben von Bruno Thieme, Heft 1, 1. Jahrgang 1913. Berlin 47, Yorkstr. 75.

T. S. F. Nr. 5, Mai 1913.

Zeitsignal-Stationen, 1913. Sonderabzug aus dem Nautischen Jahrbuche für das Jahr 1913, herausgegeben vom Reichsamt des Innern. Carl Heymanns Verlag, Berlin 1913. M. —.50

Norman R. Campbell (übersetzt von Ulfilas Meyer), Moderne Elektrizitätslehre. Verlag von Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig 1913. M. 14.—, geb. M. 15.50

Ferdinando Geronimi, Chronique Illustrée du Concours International de Télégraphie pratique, Turin 1911.

E. Monier (préface du Dr. E. Branly), La télégraphie sans fil, la télémécanique et la téléphonie sans fil à la portée de tout le monde. 7e édition. Paris, H. Dunod et E. Pinat, Éditeurs, 1913.

The Year Book of Wirreless Telegraphy and Telephony, 1913. Herausgegeben von Arthur Cohen von der Marconi-Company.

Ludwig Dressel (4. Aufl. besorgt von Prof. Joseph Paffrath). Elementares Lehrbuch der Physik nach den neuesten Anschauungen. 2 Bände. Herdersche Verlagshandlung, Freiburg i. Br. 1913.
M. 20.—, geb. M. 22.—

(Eingesandt 1. Juli 1913.)

Literaturverzeichnis.

Austin, Louis W., Proc. Inst. Radio-Eng. Vol. **1** (2), 35, 1913. The relation between effective resistance and frequency in radio-telegraphie condensers.

— Elektrot. Ztschr. **34**, 566, 1913 (Ref. über Modern Electrics **4**, 887, 1912 (vgl. Jahrb. **5**, 75, 1912). Die Bestimmung der Reichweite von funkentelegraphischen Stationen.

— Journ. Wash. Ac. of Sc. Vol. III, Nr. 10, S. 284, 1913. A comparison of arc and spark sending apparatus for radiotelegraphy.

Behnken, Hermann, Physik. Ztschr. **14**, 430, 1913. Eine Methode zur Messung der wirksamen Kapazität von Antennen.

Bois, H. du, Verh. D. Phys. Ges. **15**, 292, 1913. Zur Erzeugung starker und gleichförmiger magnetischer Dauerfelder.

Breslauer, Max, Elektrot. Ztschr. **34**, 671, 705, 1913. Die Verwendung des Elektrolyteisens im Elektromaschinenbau.

Busch, H., Physik. Ztschr. **14**, 524, 1913. Verhalten des Quecksilberlichtbogens und des Quecksilbergleichrichters bei schnellen Schwingungen.



Chaudet, L'Électricien Nr. 1170, S. 340, 1913. Détecteur à cristaux pour radiotélégraphie systeme Chaudet.
Clark, A. L., Electrician 71, 262, 1913. Study of resistance of carbon contacts.
Dolberg, F., s. Schorr, R.
Eccles, W. H., La Rev. Él. Nr. 225, S. 425, 1913 (vgl. Electrician **70**, 669, 1913). La résonance en télégraphie sans fil.
Eckert, F., Verh. D. Phys. Ges. **15**, 307, 422, 1913. Über anomale Dispersion im Gebiete kurzer elektrischer Wellen.
Electrician 71, 168, 1913. The advisory scientific committee on Radiotelegraphy.
— 71, 187, 1913. The Marconi Agreement Committee.
Elektrot. Ztschr. 34, 720, 1913 (Ref. über Modern Electrics **5**, 468, 1912). Widerstand von Gleichrichter-Detektoren.
— **34,** 719, 1913 (Ref. über Ztschr. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt Hefte 14, 15 u. 23, 1911). Drahtlos telegraphischer Orientierungs- und meteorologischer Beratungsdienst für die Luftschiffahrt und drahtlos telegraphische Luftschifforientierung.
Ferrié, G. A., Electrician **71**, 319, 1913. Application of wireless telegraphy to time signals (vgl. ebenda S. 363, F. Hope-Jones: Wireless time signals).
Fleming, J. A., Phys. Soc. London 14. III. 1913 u. Nature **91**, 128, 1913. Some oscillograms of condenser discharges and a simple theory of coupled circuits.
Fürstenau, Robert, Techn. Rundschau (Berliner Tageblatt) Nr. 21, 1913. Diathermie (ferner Arsonvalisation und Röntgenbehandlung) vermittels „tönender Löschfunken".
Goldschmidt, Rudolf, La Lum. Él. Tome XXII (2), 341, 1913. Détecteur d'ondes électriques.
— Electrician 71, 219, 193. The Goldschmidt high-power wireless station at Hannover.
Henry, L'Électricien Nr. 1171, S. 359, 1913. Nouvelles génératrices pour la radiotélégraphie.
Hogan jr., John L., Electr. World **61**, Nr. 20, S. 1045, 1913. High frequency alternator.
Isakow, L., Phys. Ztschr. **14**, 456, 1913. Das Dekrementpapier.
Kolster, Frederick A., Proc. Inst. Radio Eng. Vol. 1 (2), 19, 1913. The effects of distributed capacity of coils used in radio-telegraphic circuits.
Lefeuvre, La Lum. Él. Tome XXII (2), S. 215, 1913. Inscription des signaux de T. S. F. à l'aide d'un muscle de grenouille.
Leimbach, Gotthelf, Phys. Ztschr. **14**, 473, 1913. Die Energieaufnahme elektrischer Sender von kleiner Wellenlänge.
— u. **Mayer, Erich,** Phys. Ztschr. **14**, 447, 1913. Die Beeinflussung der Antennenkapazität durch die Dielektrizitätskonstante (und Leitfähigkeit) ihrer Umgebung.
Lodge, Oliver, Phil. Mag. Vol. 25, Nr. 150, S. 757, 1913. On a dynamo for maintaining electrical vibrations of high frequency (Goldschmidt). With some notes on the transmission of waves in wireless telegraphy.
Marchant, E. W., Electrician 71, 410, 1913. Absorption with the arc and the spark.
Marriott, Robert H., Proc. Inst. Radio-Eng. Vol. 1 (2), 3, 1913. Radio operation by steamship companies.
Mayer, Erich, s. Leimbach, Gotthelf.

(Eingesandt 1. Juli 1913.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 7. 1913. Heft 4.

Über die erreichbare Genauigkeit der Widerstandsmessung in Hochfrequenzkreisen.

Von **Siegmund Loewe.**

Bezeichnungen.

$C_1, L_1, J_1, V_1\, w_1 \ldots$ = Größen des Erregerkreises (I).
C_2, L_2, J_2, V_2, w_2 = Größen des Meßkreises (II).
L_3, J_3, V_3, w_3 = Größen des Hilfskreises (III).
M = Koeffizient der gegenseitigen Induktion.
k, k' = Rückwirkung von (III) auf (II).
$\varkappa'$ = Rückwirkung von (I) auf (II).
w_z = bekannter Zusatzwiderstand in (I).
R = bekannter Zusatzwiderstand in (II).
w_4 = bekannter Zusatzwiderstand in (III).
$W_2 = w_2 + k,\ W_2' = w_2 + k',\ W'' = w_2 + k + \varkappa'$.
J_2, J_2', J_2'', J_2''' = Ströme im Meßkreis.
$\alpha, \alpha', \alpha'', \alpha'''; \beta, \beta', \beta'', \beta'''$ = Galvanometerausschläge.
m, m', m'' = aus den Ausschlägen zu berechnende Zahlen.
ϑ, ϑ' = Dämpfung von (II).
$\gamma, \delta, \varepsilon$ = Fehler oder Korrektionsgrößen.
a, b, A, B = Zahlenwerte gemessener Widerstände.

$$\varepsilon' = w_1 \cdot \frac{C_1}{C_2}.$$

$$\mu = \frac{R}{w_1 \dfrac{C_1}{C_2} + W_2}.$$

$$f = \frac{2\pi^2 r C}{\lambda}.$$

n = Schwingungszahl in 2π Sekunden.

Einleitung.

Zu den Vorarbeiten für eine beabsichtigte Untersuchung über den Einfluß der Umgebung auf ein schwingendes elektrisches System gehörte eine Orientierung über die Methoden, mittels derer solche Einflüsse, die sich als scheinbare Widerstandsänderungen des stromdurchflossenen Leiters bemerkbar machen, gemessen werden können.

Für solche Messungen erschien diejenige Methode als die geeignetste, welche einerseits eine möglichst große Genauigkeit erreichen ließ, andererseits aber in der praktischen Handhabung noch bequem genug war, um die Durchführung einer großen Zahl von Messungen zu gestatten.

Der ersten Forderung hätte die Methode von Bjerknes[1]) in der Form, wie sie M. Wien[2]) verwendet hat, genügt. Gegen die Benutzung dieser Methode zu Widerstandsmessungen liegen aber zwei Bedenken vor. Erstens kann sie unter Umständen überhaupt nicht anwendbar sein. Wenn z. B. der zu messende Widerstand in hohem Maße von der Frequenz abhängig ist, verbietet sich die Aufnahme der Resonanzkurve wegen der dazu nötigen Verstimmung von selbst. Zweitens ergibt aber auch die Resonanzkurve nicht den Widerstand des Meßkreises direkt, sondern seine Dämpfung. Es besteht zwar zwischen Widerstand und Dämpfung die einfache Beziehung

$$\delta = \frac{2\,\pi^2\,v\,C}{\lambda}\,w = f \cdot w\,,$$

der Faktor f ist aber mitunter nur sehr schwer genügend genau zu bestimmen.

Man ist daher geneigt, für Widerstandsmessungen solchen Methoden den Vorzug zu geben, die den Widerstand direkt zu messen gestatten, ohne daß der Faktor f bekannt zu sein braucht. Durch ihre außerordentliche Einfachheit sowohl in theoretischer wie praktischer Hinsicht schien daher die von Lindemann[3]) angegebene Meßmethode gerade für Untersuchungen der beabsichtigten Art geeignet zu sein, bei welcher

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55, 120, 1895.
2) M. Wien, Ann. Phys. IV, 25, 625, 1908.
3) R. Lindemann, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 28, 1909 u. Jahrb. 4. 561, 1911. Vgl. auch W. Hahnemann, Jahrb. 2, Heft 3.

zur Erregung des Meßkreises die Lichtbogenschwingungen der Poulsenlampe verwendet werden.

In einem durch ungedämpfte Schwingungen erregten, abgestimmten Meßkreis wird bei verschwindender Rückwirkung auf den Erregerkreis eine konstante E.M.K. induziert. Der Strom im Meßkreis ist dann genau umgekehrt proportional dem Widerstande. Aus der Abnahme der Stromstärke bei Hinzufügung eines Widerstandes von bekannter Größe läßt sich sofort der Eigenwiderstand des Kreises berechnen.

Außer mit dieser Erregungsart, bei welcher im Meßkreis konstante E.M.K. induziert wird, läßt sich der Widerstand eines Kreises noch mit Hilfe zweier anderer Erregungsarten bestimmen. Bei der einen wird im Meßkreis unabhängig von seinem Widerstand pro Zeiteinheit die gleiche Energie zum Ausschwingen gebracht (Stoßerregung). Bei der anderen erfolgt der Ausgleich einer in einem Primärsystem (Erregerkreis) erzeugten, pro Zeiteinheit konstant gehaltenen Energie in zwei Systemen — Erregerkreis und Meßkreis — nach Maßgabe ihrer Widerstände (Funkenerregung). Das letztgenannte Prinzip wird bei der Bjerknesschen Methode zur Bestimmung der Resonatordämpfung angewandt. In weiterer Ausgestaltung ließ es sich mit Vorteil zu Widerstandsmessungen benutzen.

Die folgenden Ausführungen befassen sich ausschließlich mit den direkten Widerstandsmeßmethoden; es werden die verschiedenen Fehlerquellen und ihr Einfluß auf die Messung untersucht und Mittel zu ihrer Vermeidung, soweit dies nicht möglich ist, zur Abschätzung ihres Einflusses auf das Meßresultat angegeben.

A. Widerstandsmessung mit ungedämpften Schwingungen.

§ 1. Die Methode.

Die von Lindemann l. c. gegebene Theorie der Widerstandsmessung mit ungedämpften Schwingungen soll hier in etwas anderer Fassung kurz wiedergegeben und einige Bemerkungen daran geknüpft werden.

Man wird im allgemeinen mit drei Kreisen arbeiten: 1. dem Erregerkreis I (Lichtbogenkreis), 2. dem abgestimmten Meßkreis II, der die zu untersuchende Spule o. dgl. enthält, 3. dem aperiodischen Hilfs-

kreis III, der aus einer vom Meßkreis induzierten Spule besteht, an deren Klemmen die Thermoelement- oder Bolometeranordnung angeschlossen ist. Die elektrischen Größen dieser drei Kreise mögen in der üblichen Weise durch die Indizes 1, 2, 3 unterschieden werden.

Wenn die Koppelung zwischen dem Erregerkreis und dem Meßkreis so lose ist, daß merkliche Rückwirkung nicht stattfindet, dann ist die im Meßkreis induzierte E.M.K. V_2 konstant, d. h. unabhängig von dem Widerstand, über welchen man den Meßkreis schließt. Stimmt man den Meßkreis auf Resonanz mit der erregenden Schwingung ab, so gilt in ihm das Ohmsche Gesetz: $J_2 = \frac{V_2}{W_2}$. Durch eine Messung von J_2 bei Resonanz und von V_2 wäre also W_2 sofort zu finden. Die absolute Messung hochfrequenter Ströme und Spannungen ist aber schwierig, besonders wenn es sich um kleine Werte handelt. Man wählt deshalb einen indirekten Weg. Es wird ein bekannter „Hilfswiderstand" R in den Meßkreis eingeschaltet, welcher bei Konstanthaltung alles übrigen die Resonanzstromstärke auf den Wert J_2'' herabsetzen mag. Es ist dann

$$J_2'' = \frac{V_2}{W_2 + R}$$

also

$$W_2 = \frac{R}{\frac{J_2}{J_2''} - 1}$$

Hiermit ist die Aufgabe prinzipiell gelöst.

Die Messung des **Hilfswiderstandes** R bietet keine Schwierigkeiten, wenn derselbe hinreichend frei von Kapazität, Selbstinduktion und Skineffekt ist, so daß ohne merklichen Fehler der mit Gleichstrom gemessene Wert eingesetzt werden kann[1]).

Die Messung des Stromverhältnisses $\frac{J_2}{J_2''}$ gestaltet sich besonders einfach, wenn die Ausschläge des Strommeßinstrumentes **quadratisch proportional mit dem Strom** sind, wie dies z. B. bei einer Thermoelement- oder Bolometeranordnung sehr annähernd der Fall ist. Dann

1) Vorausgesetzt ist, daß die Spule des Meßkreises keine erhebliche Eigenkapazität besitzt. Andernfalls sind die Ausführungen von R. Lindemann, l. c. S. 591 u. ff. zu beachten.

kann $\frac{J_2}{J_2''}$ ersetzt werden durch $\sqrt{\frac{\alpha}{\alpha''}}$. Für genaue Messungen ist allerdings die Nachprüfung nötig, ob tatsächlich streng quadratische Proportionalität besteht. Soweit dies nicht der Fall ist, muß durch Eichung der Anordnung von dem Ausschlagsverhältnis auf das Stromverhältnis zurückgegriffen werden [1]).

Bestimmung der Rückwirkung des Hilfskreises.

Der in der beschriebenen Weise gemessene Wert W_2 ist der gesamte Leistungswiderstand des Meßkreises. Er setzt sich zusammen aus dem wirklichen Eigenwiderstand w_2 des Meßkreises und einem Widerstandsbeitrag k, der „Rückwirkung" des Hilfskreises III auf den Meßkreis. Es ist daher $W_2 = w_2 + k$. Will man w_2 für sich haben, so muß k bestimmt werden, falls es nicht bei sehr loser Koppelung zu vernachlässigen ist. Zu diesem Ziele gelangt man durch Variation von k. Verändert man unter Konstanthaltung alles übrigen die Rückwirkung auf den Wert $k' = m \cdot k$, so ergibt sich bei Wiederholung des beschriebenen Meßverfahrens ein von W_2 verschiedener Wert

$$W_2' = w_2 + k' = \frac{R}{\sqrt{\frac{\beta}{\beta'}} - 1}$$

Aus

$$W_2 = w_2 + k = a$$

und

$$W_2' = w_2 + k' = w_2 + m\,k = b$$

folgt dann

$$w_2 = a - \frac{b - a}{m - 1}$$

worin also a und b die bei den verschiedenen Rückwirkungen k und k' gemessenen Leistungswiderstände des Meßkreises sind und m eine noch zu bestimmende Zahlengröße bedeutet. Für diese kommt es darauf an, welches Mittel man wählt, um k in einen anderen Wert k' zu überführen. Lindemann verstärkte die Koppelung zwischen Hilfskreis und Meßkreis und berechnete, daß für m in diesem Fall der Wert

$$m = \frac{\beta}{\alpha}\left(\frac{b}{a}\right)^2 \text{ [2])}$$

1) Verfahren zur Eichung bestimmter Formen von Thermoelementen sind vom Verfasser beschrieben im Jahrb. 6, 451.

2) l. c. Gleichung (19).

zu setzen ist, worin β und α die Ausschläge des Galvanometers bei $R = O$ für die beiden Koppelungsgrade sind. Es ergibt sich also m aus Größen, die den beiden Widerstandsmessungen selbst entnommen sind.

Es bietet sich außer dem von Lindemann gewählten noch ein anderes Mittel zur Variation von k, bei welchem die Koppelung des Hilfskreises mit dem Meßkreis konstant bleibt. Die Rückwirkung k hängt bekanntlich von den elektrischen Größen des Hilfskreises in folgender Weise ab:

$$k = \frac{n^2 M^2 w_3}{w_3^2 + n^2 L_3^2}\ ^{1)}$$

Vergrößert man den Widerstand w_3 des Hilfskreises um einen bekannten Betrag w_4, so ändert sich damit die Rückwirkung, und sie

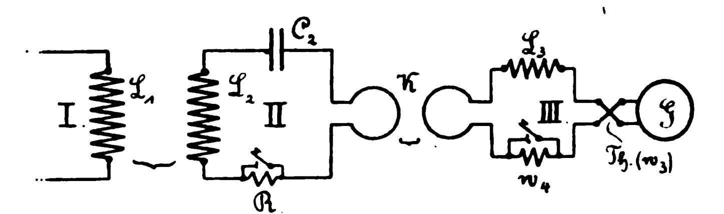


Fig. 1.

läßt sich, wenn w_3 der Messung zugänglich ist, ebenfalls eliminieren, allerdings nicht in so eleganter Weise wie durch Änderung der Koppelung. Man muß nämlich noch darauf Rücksicht nehmen, ob im Hilfskreis die Induktanz oder der Widerstand vorherrscht, da die Rückwirkung durch Einschalten von Widerstand sowohl vergrößert, als auch verkleinert werden kann. Die Berechnung aus den Ausschlägen wird nur eindeutig, wenn vor und nach dem Einschalten von w_4 entweder die Induktanz oder der Widerstand mit Sicherheit überwiegt. In der Praxis ist die Änderung der Koppelung einfacher und daher wohl vorzuziehen; für meine Aufgabe paßte die Widerstandsmethode besser, da sie den Vorzug hat, daß sich die Werte a und b genauer wiederherstellen lassen, als bei Veränderung der Koppelung, da es schwierig ist, die Koppelungsspulen genau an dieselbe Stelle zu bringen, die sie bei einer früheren Messung innehatten.

---

1) Man erhält den von Lindemann l. c. Gleichung (13) angegebenen Wert $k = \frac{n^2 M^2}{w_3}$, wenn man, wie dies dort geschehen ist, $L_3 = O$ setzt.

Die Rechnung für die zweite Art der Elimination von k gestaltet sich wie folgt:

Bei stets konstanter Koppelung des Meßkreises mit dem Erreger- und Hilfskreis mögen im Meßkreise

bei den Widerständen	die Ströme
$R = O, \quad w_4 = O$	J_2
$R = O, \quad w_4 = w_4$	J_2'
$R = R, \quad w_4 = O$	J_2''
$R = R, \quad w_4 = w_4$	J_2'''

fließen (Fig. 1). Die den Strömen J_2 bis J_2''' entsprechenden Ausschläge des Galvanometers (proportional J^2) seien α, α', α'', α'''. Dann ergibt die Ausgangsgleichung

$$J_2 = \frac{V_2}{w_2 + \dfrac{n^2 M^2 w_3}{w_3^2 + n^2 L_3^2}}$$

zwischen den Strömen und den Galvanometerausschlägen (falls der gesamte Widerstand w_3 im Thermoelement vereinigt angenommen wird) die Beziehungen

$$\alpha = c \frac{J_2^2 k}{n^2 M^2}, \qquad J_2 = \frac{V_2}{w_2 + k}$$

$$\alpha' = c \frac{J_2'^2}{n^2 M^2} \left(\frac{w_3}{w_3 + w_4}\right) k', \qquad J_2' = \frac{V_2}{w_2 + k'}$$

$$\alpha'' = c \frac{J_2''^2}{n^2 M^2} k, \qquad J_2'' = \frac{V_2}{w_2 + R + k}$$

$$\alpha''' = c \frac{J_2'''^2}{n^2 M^2} \left(\frac{w_3}{w_3 + w_4}\right) k', \qquad J_2''' = \frac{V_2}{w_2 + R + k'}$$

worin c ein Proportionalitätsfaktor ist und

$$k = \frac{n^2 M^2 w_3}{w_3^2 + n^2 L_3^2}$$

$$k' = \frac{n^2 M^2 (w_3 + w_4)}{(w_3 + w_4)^2 + n^2 L_3^2}$$

Aus diesen Gleichungen findet man

$$w_2 + k = \frac{R}{\sqrt{\dfrac{\alpha}{\alpha''}} - 1} = A$$

$$w_2 + k' = \frac{R}{\sqrt{\dfrac{\alpha'}{\alpha'''}} - 1} = B$$

und mit $k' = m' k$

$$w_2 = A - \frac{B - A}{m' - 1}$$

worin

$$m' = \frac{\alpha'}{\alpha} \left(\frac{B}{A}\right)^2 \left(\frac{w_3 + w_4}{w_3}\right)$$

zu setzen ist. Zur Bestimmung von w_2 muß man also R und $\frac{w_4}{w_3}$ kennen und die vier Ausschläge α, α', α'', α''' beobachten. Dazu muß noch $n L_3$ ungefähr bekannt sein, damit man w_4 so wählen kann, daß entweder $w_3 + w_4$ mit Sicherheit kleiner bleibt als $n L_3$ oder andererseits w_3 für sich schon mit Sicherheit größer ist als $n L_3$. Ist aber die Rückwirkung des Hilfskreises unmerklich klein, so vereinfacht sich die Messung auf die bloße Beobachtung von α und α''. Man mißt dann also nur die Ausschläge einmal ohne R im Schwingungskreis, das andere Mal mit R.

In prinzipieller Hinsicht läßt also die beschriebene Methode an Einfachheit kaum etwas zu wünschen übrig. Die Meßarbeit ist wesentlich geringer als bei der Aufnahme der Resonanzkurve nach Bjerknes, selbst wenn man, wie C. Fischer[1]) dies getan hat, zur Dekrementbestimmung kontinuierliche Wellen verwendet. Ein wesentlicher Vorzug besteht im besonderen darin, daß die Methode den unvermeidlichen Schwankungen der Lichtbogenschwingungen dadurch Rechnung trägt, daß nur bei Resonanz gearbeitet wird, wo sich die Schwankungen am wenigsten bemerkbar machen. Andererseits ist allerdings die Aufnahme der Resonanzkurve z. B. bei reiner Stoßerregung einer großen Anzahl von Einzelmessungen der obigen Art äquivalent und bietet den Vorteil, daß der Meßwert an der Übereinstimmung der aus verschiedenen Höhen der Kurve berechneten Einzelwerte geprüft werden kann. Diesen Vorteil kann man aber auch bei der Lindemannschen Methode ohne allzugroße Komplikationen erreichen, wenn man die gleiche Messung mit verschiedenen Hilfswiderständen ausführt.

Zunächst soll nun untersucht werden, ein wie großer Fehler bei einem einzelnen Meßwert unter verschiedenen Meßbedingungen möglich ist.

---

1) C. Fischer, Ann. d. Phys. IV, 28, 1909, 57.

§ 2. Voraussetzungen und Fehlerquellen der Methode.

Bei Ableitung der Beziehungen, die zur Bestimmung von w_2 führen, wurden im wesentlichen folgende Voraussetzungen gemacht:

1. Rückwirkung des Meßkreises auf dem Erregerkreis findet nicht statt.
2. Die Erregung erfolgt durch eine ungedämpfte Schwingung von konstanter Periode und Amplitude.
3. Der Strom im Hilfskreise soll proportional den Strom im Meßkreise sein.
4. Sämtliche Galvanometerausschläge werden bei Resonanz gemessen.
5. Die Schwingungsdauer wird durch Einschaltung des Hilfswiderstandes R nicht geändert.
6. Der gesamte Widerstand des Hilfskreises (w_3) liegt im Thermoelement. Hinzu kommt die nicht speziell mit dem Wesen dieser Methode im Zusammenhang stehende allgemeine Voraussetzung:
7. daß die Galvanometerausschläge proportional dem Quadrat des Stromes im Hilfskreise sind.

Von diesen Voraussetzungen lassen sich die unter 1., 3., 5. und 6. genannten sehr annähernd erfüllen.

ad 1. Bei Verwendung von Thermoelement und Spiegelgalvanometer kann man Meßkreis und Erregerkreis bei den mit ungedämpften Schwingungen erzielbaren Energiemengen stets so lose koppeln, daß Rückwirkung nicht merklich ist.

ad 3. Die Bedingung ist erfüllt, da mit konstanter Periodenzahl gemessen wird.

ad 5. Durch Einschaltung des Hilfswiderstandes R wird die Frequenz des Meßkreises um zu vernachlässigende Beträge verkleinert[1]). Wesentlicher ist die Form, die man dem Widerstande gibt, damit seine Selbstinduktion noch keine merkliche Verstimmung des Meßkreises hervorruft[2]). Die Wirkung einer solchen Verstimmung wird aber durch die mit dem Einschalten des Widerstandes verbundene Vermehrung der Dämpfung abgeschwächt. Eine geeignete Form des Widerstandes wird später beschrieben werden.

ad 6. Diese Voraussetzung ist leicht genügend genau zu erfüllen

1) Vgl. Zenneck, E.M. Schwingungen S. 1002, Tab. XIII.
2) Vgl. W. Hahnemann, l. c.

und von geringerer Bedeutung, da sie nur auf die Bestimmung der Rückwirkung k von Einfluß ist, welche selbst gewöhnlich nur einige Prozente des Gesamtwiderstandes betragen wird.

Ungünstiger liegen die Verhältnisse bei den Voraussetzungen 2, 4 und 7, von denen 2 und 4 eng miteinander verknüpft sind. Die Periode schwankt bekanntlich bei ungedämpften Schwingungen, wodurch die Messung fehlerhaft werden muß[1]). Hierauf soll im folgenden näher eingegangen werden.

ad 7. Bei der hier verwendeten Anordnung war die Proportionalität der Galvanometerausschläge mit dem Quadrat der Stromstärke so unvollkommen, daß Fehler des Meßresultates im Betrage von 6 % und darüber erhalten wurden. Zum Teil lag dies an der durch die Versuchsanordnung gebotenen ungünstigen Aufstellung von Fernrohr und Skala [vgl. § 5, d)]. In gewissem Maße ist dies aber auch auf eine Eigenart der Meßmethode zurückzuführen. Während bei Dämpfungsmessungen für die Aufnahme der Resonanzkurve der Ausschlag durch Verstimmung höchstens auf etwa $^1/_3$ seiner Größe bei Resonanz verkleinert wird und demgemäß die Proportionalität nur im Bereiche 1 : 3 gewahrt zu sein braucht, empfiehlt es sich bei der Lindemannschen Methode, Ausschlagsverhältnisse im Bereiche von etwa 1 : 25 anzuwenden. Für den vorliegenden Zweck der Prüfung auf systematische Fehler wurde noch erheblich weiter gegangen (bis zu Ausschlagsverhältnissen 1 : 100). Es war daher eine Eichung der Galvanometerausschläge notwendig. Statt der Ausschläge sind in der vorliegenden Arbeit stets die durch Eichung ermittelten zugehörigen Stromwerte (oder diesen proportionale Zahlen) für die Rechnung benutzt. Die Art wie die Eichung vorgenommen wurde, ist in einer besonderen Mitteilung beschrieben[2]). Für die aus Abweichungen von der quadratischen Proportionalität resultierenden prozentualen Fehler gilt der Ausdruck

$$\frac{\gamma}{W_2} = -\frac{\delta}{2\alpha} \cdot \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{m}-1} \quad {}^{3})$$

Er ist also vom Ausschlagsverhältnis $m = \frac{\alpha}{\alpha''}$ abhängig. Ein Fehler $\frac{\delta}{2\alpha} = 1\,\%$ ergibt mit $m = 2$ einen Fehler des Resultates von 3,5 %, mit $m = 25$ jedoch nur einen solchen von 1,25 %, also nur etwa

1) K. Vollmer, Jahrb. 3, Heft 2 u. 3, 1910.

2) Jahrb. 6, 451.

3) δ ist hier die Anzahl von Skalenteilen, um welche der beobachtete Ausschlag von dem quadratischer Proportionalität entsprechenden (α) abweicht.

den dritten Teil. Aus diesem Grunde ist die Empfehlung von Lindemann[1]), „R so groß und entsprechend α'' so klein zu machen, als es die Meßgenauigkeit gestattet“, bei der praktischen Ausführung der Messung wohl zu beachten.

Es bleibt also von den oben genannten Voraussetzungen nur die Periodenschwankung als wesentliche Fehlerquelle übrig.

§ 3. Die Periodenschwankung und ihre Untersuchung.

Auf Grund der erwähnten Arbeit von Vollmer ist man imstande, die Inkonstanz der erzeugten Schwingung zahlenmäßig auszudrücken. Angaben über die beobachtete Schwankung des Galvanometerausschlages bieten keinen ausreichenden Anhalt für die Beurteilung der Konstanz einer Schwingung.

Nach Vollmer läßt sich ohne oszillographische Aufnahme die prozentuale Schwankung der Frequenz oder Wellenlänge ($\varDelta x$) dadurch ermitteln, daß man die Zunahme der Wellenlänge pro Volt Spannungsänderung am Bogen (tg α) mißt und die Schwankung der Lichtbogenspannung ($\varDelta e$) an einem aperiodischen Voltmeter abliest. Es ist dann

$$\varDelta x = \frac{e_{\max} - e_{\min}}{2} \operatorname{tg} \alpha \cdot \frac{1}{\lambda} = \frac{\varDelta e}{\lambda} \operatorname{tg} \alpha \text{ }^{2)}$$

Zu unterscheiden ist zwischen $\varDelta x_e$, den langsamen Periodenschwankungen und $\varDelta x_s$, den schnellen, sprungweisen Periodenschwankungen. Nicht die lediglich die Richtigkeit der einzelnen Ablesung beeinträchtigende, von $\varDelta x_e$ herrührende Schwankung des Galvanometerausschlages, sondern die $\varDelta x_s$ entsprechende Periodenschwankung begrenzt in letzter Linie die mit der Methode erreichbare Genauigkeit[3]). Die Bogenspannung und damit die Frequenz hat die Eigentümlichkeit, sprungweise für längere oder kürzere Zeit einen anderen Wert anzunehmen. Störend ist dies besonders beim Abstimmen des Lichtbogenkreises auf den Meßkreis. Man ist nicht sicher, tatsächlich die Einstellung so getroffen zu haben, daß die Schwankung während der Messung symmetrisch um die Frequenz des Meßkreises erfolgen wird. — Etwas anderes läßt sich ja unter Abstimmung einer schwankenden Periode auf die feste des Meßkreises nicht verstehen. Es ist deshalb nicht

1) l. c. S. 565.
2) Vollmer, l. c. S. 237, Anm. 2.
3) Vollmer, l. c. S. 247.

möglich, mit Sicherheit die Ausschläge bei Resonanz zu messen (Voraussetzung 4), da der „Schwerpunkt“ der Schwankungen sich fortwährend verlegt. Die Kontrolle der Bogenspannung durch ein parallelgeschaltetes Voltmeter ist ratsam, da man sich auf diese Weise davor schützen kann, dann Ablesungen zu machen, wenn die Bogenspannung stark von dem der Abstimmung entsprechenden Wert abweicht. Grobe Spannungssprünge lassen sich durch Änderung der Bogenlänge korrigieren. Dagegen ist eine mechanische Korrektion der kleineren, ganz willkürlichen Schwankungen, die in ununterbrochener Folge auftreten und als fortwährende Schwankungen des Galvanometerausschlages registriert werden, unausführbar. Ein zweifellos nützliches Mittel, diese Schwankungen zu verringern, besteht in der Anordnung von Lindemann, bei welcher der Bogen in langsamer Rotation um einen Kohlezylinder herumgeführt wird und so stets reine Flächen der Elektroden vorfindet. Bei größeren Wellenlängen und Dämpfungen machen sie sich überhaupt weniger bemerkbar. Bei kleinen Wellenlängen und Dämpfungen erschweren sie die Messung und machen schließlich eine sichere Abstimmung unmöglich.

Lindemann empfiehlt deshalb die Anwendung seiner Methode nur bis zu Wellenlängen von ca. 700 m. Bei unserem, von dem Lindemannschen abweichend konstruierten Generator mußte die Grenze bereits bei ca. 1000 m gezogen werden.

Zur Feststellung der Periodenschwankung wurde das von Vollmer[1] angegebene Verfahren benutzt. Die Zahlen für tg α, die Zunahme der Wellenlänge pro Volt Zunahme der Bogenspannung, stimmten mit den aus Fig. 7 der Vollmerschen Arbeit zu entnehmenden vorzüglich überein. Δx_e ergab sich unter Beachtung der von Lindemann[2] gegebenen Vorschriften meist etwas kleiner als bei Vollmer und ist in den Tabellen angegeben.

§ 4. Einfluß der Periodenschwankung auf die Messung.

Der Widerstand des Meßkreises samt der Rückwirkung des Hilfskreises ergibt sich in der Form

$$W_2 = w_2 + k = \frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha}{\alpha''}} - 1}$$

1) l. c. S. 237, Anm. 2.

2) l. c. S. 571: Häufiges Reinigen der Kupferelektrode, Nernstsche Eisenwiderstände als Vorschaltwiderstand, möglichst großes Verhältnis von Selbstinduktion zu Kapazität im Lichtbogenkreis.

Die Periodenschwankung verkleinert die Ausschläge α und α'', jedoch nicht beide in gleichem Maße[1]). Man mißt also an Stelle von α und α'', die W_2 richtig ergeben würden, die zu kleinen Werte $\alpha-\delta$ und $\alpha''-\varepsilon$, denen ein Wert $W_2+\gamma$ entsprechen möge. Dann ist

$$W_2+\gamma=\frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha-\delta}{\alpha''-\varepsilon}}-1}$$

Sind γ, δ und ε kleine Größen gegenüber W_2 bzw. α und α'' so findet man für den prozentualen Fehler $\frac{\gamma}{W_2}$ den angenäherten Ausdruck

$$\frac{\gamma}{W_2}=-\frac{1}{2}\left(\frac{\delta}{\alpha}-\frac{\varepsilon}{\alpha''}\right)\frac{\sqrt{m}}{\sqrt{m}-1}$$

worin m für das „Ausschlagsverhältnis" $\frac{\alpha}{\alpha''}$ gesetzt ist. Der Fehler könnte also trotz der Schwankungen Null werden, wenn $\frac{\delta}{\alpha}=\frac{\varepsilon}{\alpha''}$ wird, d. h. wenn α prozentual um ebensoviel zu klein gemessen wird wie α''. Nach Vollmer ist aber $\frac{\varepsilon}{\alpha''}$ stets kleiner als $\frac{\delta}{\alpha}$, da der Einfluß der Schwankungen auf den nach Einschaltung des Hilfswiderstandes R gemessenen Ausschlag α'' infolge der stärkeren Dämpfung viel geringer ist als auf α. Diese Überlegung könnte es indessen ratsam erscheinen lassen, mit möglichst kleinem Hilfswiderstand R zu arbeiten, damit α'' möglichst genau denselben Fehler erhält wie α und der Faktor $\left(\frac{\delta}{\alpha}-\frac{\varepsilon}{\alpha''}\right)$ wenigstens annähernd gleich Null wird. Dem widerspricht jedoch, daß dann α'' sehr nahe gleich α wird, und damit der zweite Faktor des Fehlerausdruckes $\frac{\sqrt{m}}{\sqrt{m}-1}$ groß wird, außerdem bei der geringen Differenz der Ausschläge die zufälligen Fehler bei der Ablesung der Ausschläge einen großen Einfluß auf das Resultat gewinnen; demnach muß man das Ausschlagsverhältnis so wählen, daß weder der eine noch der andere Faktor allzu groß wird; in der Praxis wird es sich empfehlen, das Verhältnis zwischen 5 und 25 zu variieren.

1) Vollmer, l. c. S. 247.

Hervorgehoben muß noch werden, daß der systematische Fehler stets in dem Sinne wirkt, daß sich der Wert des Widerstandes zu groß ergibt. Es soll nun im folgenden versucht werden, an Hand der Vollmerschen Angaben die Größenordnung dieses Fehlers zu bestimmen.

Unter gewissen Annahmen über die Art der Schwankungen kann man die Größe der dadurch verursachten Fehler abschätzen. Vollmer[1] entwickelt unter besonderen, durch Oszillogramme gerechtfertigten Voraussetzungen einen Ausdruck für die Verkleinerung der Stromamplitude im Meßkreis in Abhängigkeit von der Dämpfung. Danach ist

$$\frac{J_2{}^2 r_s}{J_2{}^2 r} = \frac{\vartheta}{2\pi \varDelta x} \operatorname{arctg} \frac{2\pi \varDelta x}{\vartheta}$$

$\frac{J_2{}^2 r_s}{J_2{}^2 r}$ ist identisch mit dem Verhältnis des wirklich gemessenen, um den Betrag δ zu kleinen Ausschlages zu demjenigen, den man ohne die Schwankungen erhalten würde, also nach den obigen Festsetzungen gleich $\frac{\alpha - \delta}{\alpha}$. Man hat daher

$$\frac{\alpha - \delta}{\alpha} = \frac{\vartheta}{2\pi \varDelta x} \operatorname{arctg} \frac{2\pi \varDelta x}{\vartheta}$$

und entsprechend

$$\frac{\alpha'' - \varepsilon}{\alpha''} = \frac{\vartheta'}{2\pi \varDelta x} \operatorname{arctg} \frac{2\pi \varDelta x}{\vartheta'}$$

wenn ϑ und ϑ' die Dämpfungen des Meßkreises vor und nach dem Einschalten des Hilfswiderstandes R bedeuten. Für kleine Argumente, d. h. solange ϑ und ϑ' groß sind gegen $2\pi \varDelta x$, kann man in erster Annäherung die Reihe für arctg bei dem zweiten Gliede abbrechen und erhält

$$1 - \frac{\delta}{\alpha} = 1 - \frac{1}{3}\left(\frac{2\pi \varDelta x}{\vartheta}\right)^2$$

$$1 - \frac{\varepsilon}{\alpha''} = 1 - \frac{1}{3}\left(\frac{2\pi \varDelta x}{\vartheta'}\right)^2$$

und hieraus

$$\frac{\delta}{\alpha} - \frac{\varepsilon}{\alpha''} = \frac{1}{3}(2\pi \varDelta x)^2 \left(\frac{1}{\vartheta^2} - \frac{1}{\vartheta'^2}\right)$$

1) l. c. S. 245.

Setzt man $\vartheta = W_2 \cdot f$ und $\vartheta' = (W_2 + R) \cdot f$, und ferner für $\sqrt{m}$ seinen Wert $\frac{R + W_2}{W_2}$, so wird

$$\frac{\gamma}{W_2} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{(2\pi \Delta x)^2}{3} \cdot \frac{1}{f^2} \left(\frac{1}{W_2^{\,2}} - \frac{1}{(W_2 + R)^2} \right) \frac{R + W_2}{R} =$$
$$= -\frac{2}{3} \left(\frac{\pi \Delta x}{\vartheta} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{m}} \right)$$

Danach variiert der Fehler bei beliebiger Wahl von m[1]) zwischen

$$-\frac{2}{3} \left(\frac{\pi \Delta x}{\vartheta} \right)^2 \quad \text{und} \quad -\frac{4}{3} \left(\frac{\pi \Delta x}{\vartheta} \right)^2$$

also nur im Verhältnis 1 : 2.

Um diesen Fehlerausdruck im einzelnen Falle auswerten zu können, muß man die Größe

$$\Delta x = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta e \operatorname{tg} \alpha}{\lambda}$$

kennen.

Zu unterscheiden ist hierbei zwischen dem Wert Δx_e für die langsamen und Δx_s für die schnellen Schwankungen.

Beschäftigen wir uns zunächst mit Δx_s und vernachlässigen die langsamen Schwankungen Δx_e, die später besprochen werden sollen.

Vor allem interessiert zu wissen, unter welchen Umständen der durch Δx_s verursachte Fehler größer als 1 % wird. Aus dem Fehlerausdruck läßt sich berechnen, daß dies, etwa für ein Ausschlagsverhältnis $m = 16$, eintritt, sobald

$$\frac{\Delta x_s}{\vartheta} > \frac{3{,}5}{100}$$

ϑ ist nun stets leicht annähernd zu bestimmen. Schwieriger liegen die Verhältnisse bei Δx_s. Die einzige Unterlage, die man bisher zur Bestimmung von Δx_s hat, bietet die bereits mehrfach erwähnte Arbeit von Vollmer. Dort ist (S. 244, Fig. 45) Δx als Funktion von λ eingetragen unter Annahme eines Spannungssprunges $\Delta e = \pm\, 3$ Volt. Für die schnellen Schwankungen Δx_s ist aber nach Vollmer (vgl.

1) Es ist zu beachten, daß die Überlegung sich nur auf die systematischen Fehler bezieht. Die zufälligen Fehler zwingen, wie bereits ausgeführt, zur Wahl eines großen Ausschlagsverhältnisses.

S. 246) nur ein Spannungssprung $\Delta e = \pm 1{,}5$ Volt anzunehmen, so daß die für bestimmte Wellenlängen in Fig. 45 abgelesenen Werte Δx durch 2 zu dividieren sind. Ein Beispiel möge erläutern, wie die Abschätzung des Fehlers vorgenommen werden kann.

Es sei der Widerstand eines Kreises zu bestimmen, der bei 1500 m Welle eine Dämpfung $\vartheta = 0{,}01$ besitzt. Es fragt sich, wie groß der durch die schnellen Schwankungen verursachte Fehler anzunehmen ist. Man findet aus Fig. 45

$$\Delta x_{e\,(\Delta e = \pm 3\text{ Volt})} = 5 \cdot 10^{-4}$$

also nach dem soeben Gesagten

$$\Delta x_{s\,(\Delta e = \pm 1{,}5\text{ Volt})} = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$$

$$\frac{\Delta x_s}{\vartheta} = \frac{2{,}5 \cdot 10^{-4}}{10^{-2}} = \frac{2.5}{100}$$

Also ist der Fehler bei $m = 16$ kleiner als 1 %. Er berechnet sich nach dem Fehlerausdruck zu

$$\frac{\gamma}{W_2} = -\frac{2}{3}\left(\pi \cdot \frac{2{,}5}{100}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{16}}\right) = \sim 0{,}5\ \%$$

Der Fehler ist also nur klein. Bei kurzen Wellen ist er größer und erreicht unter denselben Annahmen den Betrag von 1 % bei einer Wellenlänge von 1200 m.

Meine Versuche bestätigen durchaus dies Resultat, daß bei längeren Wellen unter Beachtung der genannten Vorsichtsmaßregeln der systematische Fehler nur klein ist. Tabelle I gibt die Resultate einer Versuchsreihe mit $\lambda = 2000$ m. Sie zeigt keinerlei Gang in den Ergebnissen für den Widerstand trotz der starken Änderung des Ausschlagsverhältnisses zwischen 1,2 und 25. Hingegen sind die Abweichungen der Einzelwerte verhältnismäßig groß (bis zu 1,4 %). Dies ist darauf zurückzuführen, daß besonders bei den kleinen Werten des Hilfswiderstandes die Messung erhebliche Anforderungen an die Genauigkeit der Eichung und Ablesung stellt. So hätte sich der mit $R = 0{,}197\ \Omega$ gemessene Wert $W_2 = 1{,}093\ \Omega$ richtig zu $1{,}078\ \Omega$ ergeben, wenn entweder die Ablesung nicht $\alpha'' = 320$ Skt., sondern nur 319,4 Skt. gelautet hätte oder dem Ausschlag 320 Skt. nicht der Strom $206{,}8 \cdot 10^{-4}$ Amp., sondern nur $206{,}6 \cdot 10^{-4}$ Amp. entsprochen hätte. Daran zeigt sich, wie stark äußerst geringe zufällige Fehler bei kleinen Ausschlagsverhältnissen in das Resultat eingehen. Auf keinen Fall darf also praktisch mit so kleinem Aus-

schlagsverhältnis gemessen werden; wo dies in der vorliegenden Arbeit geschehen ist, lag stets die Absicht einer Prüfung zugrunde, welche die Anwendung kleiner Ausschlagsverhältnisse notwendig machte.

Tabelle I.

R (Ω)	α bzw. α''	J_2 bzw. J_2''	$\frac{J_2}{J_2''} - 1$	W_2 (Ω)
0	449,0	244,3		
0,097	374,0	224,1	0,090	1,077
0,197	320,0	206,8	0,180	1,093
0	448,0	244,1		
0,384	245,0	180,0	0,356	1,078
0,593	190,0	157,7	0,547	1,083
0,790	154,0	140,9	0,732	1,079
0	447,0	243,9		
0,989	129,0	128,0	0,904	1,093
1,781	69,8	92,2	1,645	1,083
2,727	39,6	69,2	2,524	1,080
0	446,0	243,6		
2,727	39,3	68,9	2,535	1,076
3,676	24,9	55,0	3,43	1,072
4,635	17,4	46,1	4,28	1,083

Mittelwerte: arithm. $1{,}081_6$, graphisch 1,078 Ω

$C_1 = 1500$ cm — $C_2 = 4990$ cm
$\lambda = 2000$ m — $\lambda = 2000$ m
$\Delta x_e = 2{,}8 \cdot 10^{-4}$ — $f = 0{,}0164$
$J_g = 3{,}5$ Amp. — $\vartheta = 0{,}0176_8$

Wenn trotzdem im Anfang nicht selten Reihen beobachtet wurden, die ein stetiges Abfallen der Meßwerte mit Vergrößerung des Hilfswiderstandes zeigten, so lag der Grund dafür an den langsamen Periodenschwankungen. Ein Beispiel für eine solche Reihe gibt die Tabelle II. Die langsamen Periodenschwankungen bewirken sehr unangenehme Schwankungen der Ausschläge, die gerade bei den größten Ausschlägen mit dem geringsten Widerstand am größten sind, und zwar nicht nur absolut, sondern, wie aus den obigen Betrachtungen hervorgeht, auch relativ. Die Folge davon ist, daß man, wenn man das Mittel aus einer beliebigen Anzahl von Ablesungen nimmt, alle Ausschläge zu klein erhält, und zwar ist der Fehler bei den größten Ausschlägen am größten. Dies muß einen derartigen Gang in den Resultaten hervorrufen, wie er in Tabelle II zu erkennen ist. Als praktische Konsequenz ergibt sich, daß man aus schwankenden Aus-

schlägen nicht das Mittel nehmen darf, sondern die **wiederholt beobachteten Maximalwerte bei jedesmaligem Überschreiten der Resonanzlage zu einem Mittelwert vereinigen muß.** In der Tat verschwand der Fehler bei einer Wiederholung der Meßreihe nach diesem Verfahren vollständig. Die in Tabelle III wiedergegebenen Zahlen stimmen so gut überein, daß ihr Mittelwert 0,4674 Ω als von zufälligen Fehlern frei angesehen werden kann. Bei dieser Meßreihe ist es versucht worden, die Meßwerte durch Abzug der sich aus dem Fehlerausdruck ergebenden Korrektion für die schnellen Schwankungen zu verbessern, und zwar ist angenommen, daß die schnellen Schwankungen halb so groß sind, als die langsamen. Δx_e war besonders bestimmt worden und betrug $4 \cdot 10^{-4}$. Für Δx_s ist somit $2 \cdot 10^{-4}$ eingesetzt worden. Durch Anfügung der Korrektion wird der Mittelwert um ca. 0,4 % kleiner. Der korrigierte Wert ist mit Sicherheit weit innerhalb von 1 % richtig.

Tabelle II.

R (Ω)	α bzw. α''	J_2 bzw. J_2''	$\frac{J_2}{J_2''} - 1$	w_2 (Ω)
0	428,0	156,5		
0,786	65,6	59,3·	1,637	0,480
1,605	22,7·	35,9	3,362	0,477
2,434	11,5·	25,6	5,113	0,476
3,269	6,9·	$19{,}8_3$	6,892	0,474
4,100	4,6	$16{,}1_2$	8,708	0,471

Mittel: 0,475.

$C_1 = 400$ cm	$C_2 = 4305$ cm
$\lambda = 1365$ m	$\lambda = 1365$ m
$\Delta x_e = 4 \cdot 10^{-4}$	$f = 0{,}0199_5$
$J_g = 3{,}0$ Amp.	$\delta = 0{,}0093_4$

Tabelle III.

R (Ω)	α bzw. α	J_2 bzw. J_2''	$\frac{J_2}{J_2''} - 1$	w_2 unkorr.	$\frac{\gamma}{W_2}$ (%)	w_2 korrig.
0	427,0	156,3				
0,319	158,0	92,9	0,682	$0{,}467_7$	0,54	$0{,}465_3$
0,646	81,3·	65,7·	1,377	$0{,}469_1$	0,48	$0{,}466_9$
0,786	63,1	58,3·	1,679	$0{,}468_1$	0,47	$0{,}465_9$
0,985	43,7·	50,2·	2,110	$0{,}466_3$	0.44	$0{,}464_7$
1,329	29,3·	40,6	2,850	$0{,}466_3$	0,42	$0{,}464_3$
1,605	21,9	35,2	3,440	$0{,}466_6$	0,41	$0{,}464_7$

Mittelwerte: w_2 (unkorrig.) $0{,}467_4$ Ω, w_2 (korrig.) $0{,}465_3$ Ω.

$C_1 = 400$ cm	$C_2 = 4305$ cm
$\lambda = 1365$ m	$\lambda = 1365$ m
$\Delta x_e = 4{,}0 \cdot 10^{-4}$	$f = 0{,}0199_5$
$J_g = 3$ Amp.	$\delta = 0{,}0093$

Es möge hier noch kurz auf ein Hilfsmittel hingewiesen werden, welches bei der Auswertung von Meßreihen mit Vorteil angewandt werden kann und auch systematische Fehler zu erkennen gestattet. Dasselbe besteht in der graphischen Darstellung einer Meßreihe und beruht darauf, daß, wie aus $W_2 = \frac{R}{\frac{J_2}{J_2''} - 1}$

$$\frac{J_2}{J_2''} = \frac{R}{W_2} + 1$$

folgt,

$$\frac{d\frac{J_2}{J_2''}}{dR} = \frac{1}{W_2} = \text{konst.}$$

sein muß. Die bei der graphischen Darstellung in Erscheinung tretenden Abweichungen von dieser Beziehung lassen unter Umständen Schlüsse über die Ursache der Fehler zu[1]).

§ 5. Die praktische Ausführung der Messung.

An dieser Stelle mögen einige Angaben über die praktische Ausführung der Messung Platz finden, und zwar unter Bezugnahme auf die hier verwendete Versuchsanordnung.

a) Der Lichtbogenkreis.

Der Lichtbogen wurde über Eisenwiderstände und große Drosselspulen aus Akkumulatorenbatterien von 250 bzw. 440 Volt gespeist. Am meisten wurde mit einer Bogenlänge von 1,5 mm und einer Gleichstromstärke von 3 Amp. gearbeitet. Es standen zwei verschiedene Generatoren zur Verfügung. Der eine, ein älteres, in der Reichsanstalt gebautes Modell, besaß eine Vorrichtung, um den Bogen rotieren zu lassen; der zweite war nach Angaben von Simons konstruiert und entspricht im wesentlichen der bei F. Kiebitz[2]) abgebildeten Anordnung. In der Wirkung waren beide Generatoren ziemlich gleichwertig.

Nach dem in § 3 beschriebenen Verfahren wurde ein Zustand möglichst geringer Schwankungen im Erregerkreis aufgesucht. Die allgemeinen Grundsätze hierfür sind bei Vollmer[3]) zusammengestellt.

1) Ausführlicher in der Jenaer Dissertation des Verfassers behandelt.
2) F. Kiebitz, Jahrb. 2, 358, 1909.
3) l. c. 233.

Da die Dauer einer Meßreihe etwa 6 Minuten betrug, mußte auf die langsamen Änderungen der Wellenlänge durch Abbrand der Kohle besonders Rücksicht genommen werden. Sie ließen sich durch Anwendung möglichst kleiner Kapazitäten im Schwingungskreise besonders bei der Simonsschen Lampe, deren Kohledurchmesser ca. 25 mm betrug, recht klein halten.

Es traten ferner gelegentlich Störungen der Art auf, daß die Schwingungen plötzlich aus- und im nächsten Moment wieder einsetzten. Ein Schwingungsanalysator[1]) zeigte dann für Bruchteile einer Sekunde erscheinende dunkle Streifen. Endlich war die Möglichkeit von Rückzündungen im Auge zu behalten. Zu ihrer Vermeidung dürfen nach Barkhausen[2]) Bogenlänge und Stromstärke nicht zu groß sein, während der Schwingungskreis stark gedämpft werden kann.

Zur genauen Abstimmung des Lichtbogenkreises diente ein sehr kleiner, zur Kapazität parallel geschalteter Drehplattenkondensator.

b) Der Meßkreis.

Der Meßkreis enthielt meist feste Luftkondensatoren und Spulen aus massivem, 5 mm dickem Kupferdraht. Zur Koppelung mit dem Erregerkreis diente ein Quadrat von 1,1 m Seitenlänge, ebenfalls aus 5 mm Cu-Draht. Lichtbogenkreis und Meßkreis waren in ungefähr 4—5 m Entfernung voneinander aufgestellt. Die Koppelung des Hilfskreises erfolgte durch zwei Windungen von 17 cm Durchmesser. Besondere Sorgfalt wurde den Hilfswiderständen zugewandt. Jede Messung wurde stets mit mehreren Hilfswiderständen ausgeführt. Das Ein- und Ausschalten derselben mußte ohne Zeitverlust, dabei aber mit voller Zuverlässigkeit vorgenommen werden können.

Bewährt haben sich zwei verschiedenartige Konstruktionen, eine kompliziertere, bei der stets ein ebenso langes, gleichgeformtes und gleichstarkes Stück Kupferdraht aus dem Meßkreis ausgeschaltet, wie Manganindraht eingeschaltet wurde, und eine einfachere, bei der nur die möglichst kapazitäts- und induktionslos gewickelten Widerstände eingeschaltet wurden. Die erste Konstruktion ist im Prinzip einwandfreier, sie hatte aber den Nachteil, daß der dünne Kupferdraht an sich schon erheblichen Widerstand besaß, so daß kleine Dämpfungen damit nicht hergestellt werden konnten. Dieser Nachteil ist bei der später ausschließlich benutzten zweiten Konstruktion vermieden, deren Wesen

1) Rotierende Heliumröhre.

2) Barkhausen, Jahrb. 1, Heft 2, S. 254 u. 255.

aus Fig. 2 zu ersehen ist. An einer Hartgummiplatte *a* sind die Anschlußklemmen *b* sowie eine Anzahl kurzer, etwa 2 mm starker Kupferstifte *c* von abgestufter Länge und eine entsprechende Zahl von Hartgummistiften *d* befestigt. Zwischen den Enden *g* der Kupferstifte ist nun der mit Rücksicht auf den Skineffekt[1]) möglichst dünn zu wählende Manganin- oder Konstantandraht *e* ausgespannt, wobei er jedoch in der aus der Abbildung ersichtlichen Weise um die Hartgummistifte herumgeführt wird. Das umschlingende Stück des Widerstandsdrahtes ist bei *g* mit den Enden der Kupferstifte verlötet. Dieselben sind in der aus dem Querschnitt *B* ersichtlichen Weise rechtwinklig nach unten umgebogen und werden durch eine isolierende Druckplatte *f* an das entsprechend ausgearbeitete Hartgummistück *a* angepreßt. Hierdurch ist vermieden, daß die mit dem Draht verlöteten Enden *g* eine Verdrehung erleiden, wenn die unteren Teile *c* der Kupferstifte von zufälligen Stößen getroffen oder verbogen werden. Mit den amalgamierten, stufenförmig abgeschnittenen Enden *c* tauchen die Kupferstifte in ein durch Trieb und Zahnstange der Höhe nach verstellbares Quecksilbergefäß *h*. Zur Sicherung gegen mechanische Verletzungen und schädliche Einflüsse des Quecksilbers auf die Lötungen *g* wurde der ganze Oberteil der Platte *a* mit festem Paraffin vergossen.

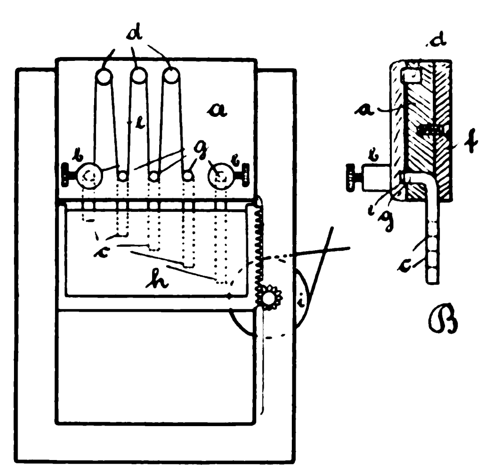


Fig. 2.

In der obersten Stellung des Behälters *h* tauchen sämtliche Kupferstifte in das Quecksilber ein. Zwischen den Klemmen ist also nur ein verschwindend kleiner, nach 10^{-4} Ω zählender Widerstand. Bewegt man das Gefäß *h* durch Drehung des Triebes *i* nach abwärts, so verläßt ein Kupferstift nach dem anderen das Quecksilber, der Strom muß immer mehr Schlingen des Widerstandsdrahtes passieren, und es werden durch einfaches Senken des Quecksilberspiegels nacheinander

1) Vgl. Zenneck, Leitfaden S. 352, Tab. VIII.

sämtliche Widerstände eingeschaltet. Endigt der Draht, wie in Fig. 2 gezeichnet, bereits bei dem zweitlängsten Kupferstift, so ruft das Heraustauchen desselben aus dem Quecksilber völlige Unterbrechung des Meßkreises hervor. ($R = \infty$; dies liefert den Nullpunkt für die Messung.) Bei Hebung des Gefäßes werden die Stufen in umgekehrter Reihenfolge bis zu $R = O$ durchlaufen. Ein praktischer Vorteil dieser Konstruktion ist, daß man mühelos einen Widerstandssatz gegen einen anderen austauschen und somit die Größe der Hilfswiderstände leicht dem jeweils zu messenden Kreiswiderstande anpassen kann. Für Sätze von hohen Widerständen nach diesem Prinzip muß man den Hartgummikörper *a* entsprechend umfangreich ausbilden und möglichst dünnen Draht in besonderer Weise[1]) aufwickeln.

Von der Rolle *i*, die nicht direkt, sondern unter Zwischenschaltung einer Zahnradübersetzung auf den Trieb wirkte, führte eine hoch über kleine Laufrollen geleitete Schnur zu einer mit Einstellmarken versehenen Kurbelscheibe am Beobachtungsplatz. Durch eine kurze Drehung dieser Scheibe konnte der Beobachter, ohne seinen Platz zu verlassen, mit voller Sicherheit die verschiedenen Hilfswiderstände ein- oder ausschalten.

c) Der Hilfskreis.

Zur Koppelung des Hilfskreises mit dem Meßkreis dienten über einer Teilung verschiebbare Spulen von verschiedener Selbstinduktion (1700—50000 cm), die von den beiden Windungen im Meßkreis induziert wurden. Der Hilfskreis enthielt ferner ein evakuiertes Thermoelement nach Voege (Eisen-Konstantan, Hitzdraht aus Konstantan, 1 Ω), mit dem die meisten Messungen gemacht wurden. Nur zuletzt wurde ein hier nach den Angaben von Voege[2]) gebautes, weniger empfindliches Thermoelement benutzt (Eisen-Konstantan, Hitzdraht aus Konstantan, 11 Ω). Die Bestimmung der Rückwirkung wurde außer durch Variation der Koppelung auch durch Einschalten von Widerstand vorgenommen. Hierzu war ein ähnlicher und ebenfalls vom Beobachtungsplatz zu betätigender Widerstand im Hilfskreis vorgesehen, der für gewöhnlich jedoch kurzgeschlossen war. Als Meßinstrument diente bei der Mehrzahl der Messungen ein Spiegelgalvanometer von Siemens & Halske mit 9 Ω Spulenwiderstand.

---

1) Hahnemann, Jahrb. 2, Heft 3.
2) Voege, Elektrot. Ztschr. 1906, Heft 20, S. 467.

d) Aufstellung von Fernrohr und Skala.

Infolge der Notwendigkeit, die Vorgänge im Lichtbogenkreis unter stetiger Kontrolle zu haben, mußte das Fernrohr in seiner Nähe aufgestellt werden. Besonders war bei der Abstimmung auf das Voltmeter zu achten. Möglichste Entfernung vom Meßkreis war ohnehin wünschenswert, da bei manchen Anordnungen Bewegungen des Beobachters in der Nähe des Meßkreises beträchtliche Ausschlagsschwankungen hervorriefen. Endlich war auch aus einigen praktischen Gründen die Aufstellung des Fernrohres bei dem Erregerkreis, in 5—6 m Abstand vom Galvanometer, geboten. Die Skala mußte demgemäß, um noch ein ausreichendes Gesichtsfeld zu erhalten, dem Spiegel auf 1,5 m genähert werden; sie war fest montiert, damit nicht durch unbeabsichtigtes Anstoßen die Eichung verloren ging.

Diese Aufstellung war ungünstig; man hätte durch Vertauschung von Fernrohr und Skala vielleicht die Eichung ganz vermeiden können. Leider war dies aus den oben genannten Gründen nicht angängig.

Ob bei der jeweiligen Anordnung eine Eichung nötig ist, kann man leicht feststellen. Man gibt dem Meßkreis eine Wellenlänge von 2000—3000 m und eine Dämpfung von etwa 0,04, und mißt den Kreis bei verschiedenen (aber stets sehr losen) Koppelungen mit dem Lichtbogenkreis. Da hier die Schwankungen kaum bemerkbar sind, lassen größere Differenzen in den Meßwerten auf Abweichungen der Ausschläge von der quadratischen Proportionalität schließen.

e) Die Messung.

Nachdem die Eisenwiderstände und die Lampe ihre Endtemperatur angenommen hatten, wurde der Lichtbogenkreis mit Hilfe des kleinen Kondensators auf den Meßkreis abgestimmt. Hierzu wurden die bei wiederholtem, langsamem Überschreiten der Resonanz beobachteten größten Ausschläge notiert und die zugehörigen Einstellungen des kleinen Kondensators an einer großen Teilung abgelesen. So ergab sich die mittlere Abstimmung und gleichzeitig ein verläßlicher Wert für α. Das Schema, nach dem die Messung ausgeführt wurde, läßt sich wie folgt darstellen:

$$\begin{array}{l|ccc}
R = O & \alpha & & \alpha \;\uparrow \\
R = R_1 & \alpha_1'' & & \alpha_1'' \\
R = R_2 & \alpha_2'' & & \alpha_2'' \\
R = R_3 & \alpha_3'' & & \alpha_3'' \\
\vdots \quad \downarrow & \vdots & & \vdots \\
R = \infty & & \alpha_0 &
\end{array}$$

worin R_1, R_2 ... Hilfswiderstände verschiedener Größe, α, α_1'', α_2''... die zugehörigen Ausschläge und α_0 den Ausschlag bei unterbrochenem Meßkreis, also den Nullpunkt für die betreffende Meßreihe bedeuten. Die Richtung der Pfeile gibt die zeitliche Aufeinanderfolge der Beobachtungen an. Da das Ein- und Ausschalten der Hilfswiderstände keinen Zeitverlust verursachte, dauerte eine derartige Meßreihe mit 4 bis 5 Hilfswiderständen nur etwa 6 Minuten, in welcher Zeit α sich nicht merklich änderte. Eine geringe Nullpunktswanderung fällt, da sie sich auf alle Ablesungen gleichmäßig verteilt, überhaupt heraus. Selbstverständlich ist das Messen nach dem obigen Schema nur nötig, wenn die äußerste erreichbare Genauigkeit angestrebt wird. Messungen mit 2 Widerständen sind meist bereits innerhalb 1 % sicher. Das Messen nach dem einfachen Schema

$$\begin{array}{ll} R = \infty & \downarrow \; 0 \qquad 0 \; \uparrow \\ R = 0 & \quad \alpha \qquad \alpha \quad \text{mehrfach} \\ R = R & \qquad \alpha'' \end{array}$$

ist nicht so vorteilhaft, da man keine Kontrolle über etwa vorhandene systematische Fehlerquellen (insbesondere Mangelhaftigkeit der Eichung) hat. Auch berücksichtigt das erste Schema die Wärmeträgheit des Thermoelementes und die (allerdings meist geringe) elastische Nachwirkung des Galvanometers besser. Fehler infolge dieser Ursachen lassen sich durch genaue Analogie zwischen dem Schema der Messung und dem der Eichung vermeiden.

Um den Verlauf der Messung im einzelnen zu zeigen, sind einige Beispiele in Tabelle IV S. 389 zusammengestellt.

f) Bestimmung der Rückwirkung.

Die Bestimmung der Rückwirkung nach den Angaben von Lindemann[1]) gelang ohne Schwierigkeit. Umständlicher, aber übereinstimmend damit ergab sich die Rückwirkung durch Einschaltung von Widerstand in den Hilfskreis (vgl. § 1). Ein Beispiel für beide Arten der Messung gibt Tabelle V S. 389. Zur Berechnung von m bzw. m' wurden statt der fehlerhaften Ausschlagsverhältnisse $\frac{\beta}{\alpha}$ bzw. $\frac{\alpha'}{\alpha}$ die Quadrate der entsprechenden Stromverhältnisse benutzt.

Aus den ganzen Betrachtungen und Versuchen ergibt sich, daß

1) l. c. S. 567 u. f.

Tabelle IV.

R	Meßreihe α bzw. α'' (α_0)		Mittel	α bzw. α'' − α_0	J_2[1] bzw. J_2''	$\frac{J_2}{J_2''} - 1$	w_2 (Ω)
0	384,0	378,0	381,0	364,8	379,0		
0,646	106,5	105,8	106,1·	90,0	186,2	1,035	0,624
0,985	73,5	72,5	73,0	56,8	147,5	1,569·	0,628
1,329	55,1	54,8	54,9·	38,7·	121,7	2,114	0,629
∞	16,2		16,2				
			wiederholt				
0	377,0	373,0	375,0	358,8	375,8		
0,646	105,0	104,8	104,9	88,7	185,0	1,031	0,627
0,985	72,1	71,7	71,9	55,7	146,0·	1,573	0,626
1,329	53,6	54,0	54,3	38,1	120,6·	2,115	0,628
∞	16,2		16,2				

$\lambda = 1300$ m, $\Delta x_e = 5 \cdot 10^{-4}$ $\qquad C_1 = 500$ cm, $C_2 = 4300$ cm

R	Meßreihe		Mittel	$\alpha - \alpha_0$	J_2	$\frac{J_2}{J_2''} - 1$	w_2
0	451,0	457,0	454,0	439,0	876,0		
0,786	88,5	88,1	88,3	73,3	346,4	1,529	0,514
1,605	43,2·	43,0	43,1	28,1	212,2	3,128	0,513
2,434	29,7	29,5	29,6	14,5·	152,6	4,740·	0,513·
3,269	24,0	23,9	23,9·	8,9	119,1	6,355	0,514
∞	15,0·		15,0·				

$\lambda = 1420$ m, $\Delta x_2 = 3 \cdot 10^{-4}$ $\qquad C_1 = 600$ cm, $C_2 = 4300$ cm

Tabelle V.

R	w_4	α bzw. α'' / α' „ α''' / β „ β'	J	$\frac{J}{J''} - 1$	w'	
0		439,0	158,5			
0,786	0	63,0	58,3	1,719	0,457	0,456· = $\frac{A}{b}$
1,605		21,6	35,0	3,526	0,455	
0		158,0	92,9			
0,786	4,06	24,3	37,1	1,504	0,522	0,519 = B
1,605		9,0	22,6	3,111	0,516	
0		154,0	91,6			
0,786	0	18,0	31,9	1,872	0,420	0,418 = a
1,605		6,5	18,9	3,847	0,417	

Koppelung:

$$w_2 = a - \frac{b - a}{m - 1}, \quad m = \frac{\beta}{\alpha}\left(\frac{b}{a}\right)^2, \quad m = 3,73$$

$$w_2 = 0,404\,\Omega$$

Widerstand:

$$w_2 = A - \frac{B - A}{m' - 1}, \quad m' = \frac{\alpha'}{\alpha}\left(\frac{B}{A}\right)^2\left(\frac{w_3 + w_4}{w_3}\right), \quad \frac{w_3 + w_4}{w_3} = 5,06, \quad m' = 2,25$$

$$w_2 = 0,405\,\Omega$$

---

1) Willkürliche Einheiten.

die Lindemannsche Methode sehr genaue Resultate (Fehler kleiner als $^1/_2$ $^0/_0$) ergeben kann, wenn man folgende Bedingungen einhält:

1. Sorgfältige Beachtung der von Vollmer und Lindemann gegebenen Vorschriften zur Erzielung konstanter Schwingungen.
2. Die Wellenlänge nicht zu klein (bei mir über 1000 m).
3. Messung mit verschiedenen Hilfswiderständen, wobei das Ausschlagsverhältnis zwischen 5 und 25 variieren darf.
4. Eichung der Thermoelementanordnung.
5. Es sind die wiederholt beobachteten Maximalausschläge abzulesen und zu einem Mittelwert zu vereinigen.

B. Widerstandsmessung mit Funkenerregung.

§ 6. Vorbemerkungen.

Noch in einem anderen Falle als bei ungedämpfter Erregung gestalten sich die elektrischen Vorgänge im Meßkreis sehr einfach, nämlich, wenn dem Meßkreis pro Zeiteinheit ohne Rücksicht auf Widerstandsveränderungen in demselben stets der gleiche Energiebetrag zugeführt und in ihm zum Ausschwingen gebracht wird.

Zur Erläuterung sei angenommen, daß der Kondensator des Meßkreises auf irgend eine Weise n mal in der Sekunde auf die Potentialdifferenz V aufgeladen und über die Leitungsbahn des Meßkreises entladen werde. In den Leitungen des Meßkreises wird dann pro Sekunde die Energie

$$A = n \cdot \frac{C_2 V^2}{2}$$

vernichtet.

Bezeichnet w_2 den Leistungswiderstand des Meßkreises, so entspricht der sekundlich vernichteten Energie A ein effektiver Strom $J_{2\,\mathrm{eff}}$ im Meßkreis von solcher Größe, daß

$$J_{2\,\mathrm{eff}}^2 \cdot w_2 = A$$

Wird nun der Widerstand des Meßkreises durch Einschaltung eines Hilfswiderstandes R auf $w_2 + R$ vermehrt, die Zahl der Kondensatorentladungen n und das Entladungspotential V aber unverändert gehalten, so ist die sekundlich vernichtete Energie wieder gleich A; der Strom im Meßkreis muß aber einen neuen Wert $J''_{2\,\mathrm{eff}}$ annehmen, so daß nunmehr

$$J''^2_{2\,\mathrm{eff}}(w_2 + R) = A$$

wird.

Es ergibt sich also

$$w_2 = \frac{R}{\left(\frac{J_{2\,\mathrm{eff}}}{J''_{2\,\mathrm{eff}}}\right)^2 - 1}$$

Sind die Galvanometerausschläge proportional mit J_{eff}^2, so ist $\frac{J_{2\,\mathrm{eff}}^2}{J''^2_{2\,\mathrm{eff}}}$ gleichbedeutend mit $\frac{\alpha}{\alpha''} = m$ (α der Ausschlag bei $R = O$, α'' bei $R = R$). Es ist also

$$w_2 = \frac{R}{m-1}$$

worin an Stelle von w_2, wenn Rückwirkung des Hilfskreises hinzukommt, wieder $w_2 + k$ zu setzen ist.

Dieser Ausdruck unterscheidet sich von dem für den Ansatz konstanter, im Meßkreis induzierter E.M.K.[1]) geltenden nur dadurch, daß statt des Verhältnisses $\frac{J_{2\,\mathrm{eff}}}{J''_{2\,\mathrm{eff}}}$ das Quadrat desselben im Nenner steht $\left(\text{bzw. } \frac{\alpha}{\alpha''} \text{ an Stelle von } \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha''}}\right)$. An Einfachheit würde eine solche Methode der im ersten Teil besprochenen nicht nachstehen. Die Frage ist nur, ob es möglich ist, dem Meßkreis auch wirklich konstante Energie zuzuführen.

Zur Übertragung konstanter Energie in den Meßkreis kommen in erster Linie die Methoden der Stoßerregung in Frage:

1. die eigentliche Stoßerregung[2]),
2. die uneigentliche Stoßerregung[3]).

Sie haben das Gemeinsame, daß die Schwingungen des Primärsystems nach kurzer Zeit abgeklungen sind, bei der eigentlichen Stoßerregung infolge des Erlöschens der Funkenstrecke nach der ersten Halbperiode der Schwebung, bei der uneigentlichen infolge der starken Dämpfung des Primärsystems.

Die Vorgänge bei der eigentlichen Stoßerregung mögen zunächst an Hand der Fig. 3 rein schematisch betrachtet werden. Die dem Primärsystem von der Stromquelle für jede Entladung gelieferte Energie und die sekundliche Zahl der Entladungen kann zweifellos

1) Bei Erregung mit ungedämpften Schwingungen.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. 25, 625, 1908 und Jahrb. 1, 469, 1908.
3) Vgl. Zenneck, Leitfaden S. 81.

konstant gehalten werden. Diese Energie befindet sich nach einer Halbperiode der Schwebung in dem gekoppelten Sekundärsystem und schwingt in diesem aus, da das Primärsystem durch das Erlöschen der Funkenstrecke geöffnet ist. In Wirklichkeit liegen jedoch folgende Schwierigkeiten vor:

a) Die schematische Betrachtung entspricht nicht genau den tatsächlichen Verhältnissen, da, solange das Primärsystem schwingt

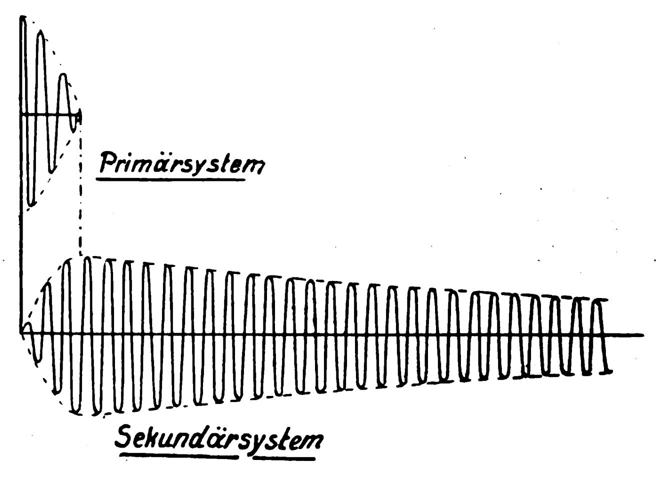


Fig. 8.

Energie in demselben verbraucht wird und daher eine Abhängigkeit der Energieaufnahme des Sekundärsystems von seinem Widerstande vorhanden sein dürfte.

b) Stoßerregung tritt nicht bei jeder beliebigen Koppelung zwischen Erregerkreis und Meßkreis ein. Bei der Messung fehlt aber ein Kriterium, ob ein Zustand reiner Stoßerregung vorliegt oder nicht.

c) Eine rein praktische Schwierigkeit lag in stärkeren Ausschlägen, die das Galvanometer gelegentlich der Versuche mit Stoßerregung bei geöffnetem Meßkreis zeigte und die durch Verringerung der Koppelung zwischen Erregerkreis und Meßkreis nicht zum Verschwinden gebracht werden konnten. Eine nähere Untersuchung ergab, daß diese oft beobachtete Erscheinung hervorgerufen war durch zum Teil äußerst schnelle Schwingungen von beträchtlicher Intensität, die neben der Grundschwingung im Primärsystem auftraten, und zwar besonders stark bei Verwendung einer Serienlöschfunkenstrecke der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, also bei ausgesprochener Stoßerregung. Über

diese Fehlerquelle und ihre Vermeidung ist kürzlich im Jahrbuch berichtet worden.[1])

Obgleich diese Störung schließlich fast völlig[2]) unterdrückt wurde, zeigten die Messungen doch stets Fehler bis zu 10 %. Sie waren hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß bei den verwendeten losen Koppelungen zwischen Erregerkreis und Meßkreis nicht reine Stoßerregung eintrat. Überhaupt war die auch bei festeren Koppelungen bestehen bleibende Ungewißheit, ob wirklich reiner Stoß vorlag, neben den unvermeidlichen Schwankungen der Ausschläge um etwa 1 %, die bestimmende Veranlassung, von der Verwendung der eigentlichen Stoßerregung für die vorliegenden Zwecke abzusehen.

Bei der uneigentlichen Stoßerregung ist, wie im folgenden Paragraphen nachgewiesen werden wird, in dem Grenzfall, daß der Widerstand des Primärsystems unendlich groß ist, die Energieaufnahme des Sekundärsystems konstant. Dieser Fall läßt sich praktisch nicht verwirklichen, da gleichzeitig die dem Primärsystem zuzuführende Energie unendlich groß sein müßte. Man muß sich also je nach der verfügbaren Energie mit mehr oder minder großen Widerständen im Primärkreis begnügen. Demgemäß kann auch die Messung nur mehr oder minder angenäherte Resultate liefern. Selbst wenn man einen Fehler im Betrage von 1 % des Meßwertes zuläßt, sind die Bedingungen unter Umständen nur schwer zu realisieren.

Es wurde mit Rücksicht darauf für genaue Meßzwecke auch auf die Realisierung der uneigentlichen Stoßerregung verzichtet und der Primärkreis nicht extrem stark gedämpft, dafür aber die Berechnung des Meßwertes mit Hilfe eines die notwendige Korrektion enthaltenden Ausdruckes vorgenommen. Der gewonnene Vorteil ist ein doppelter: Einmal erhält man — soweit nicht sekundäre Fehlerquellen im Spiele sind — nicht einen angenäherten Wert, sondern den richtigen, und zweitens braucht die Energie des Erregerkreises nicht so unverhältnismäßig groß gewählt zu werden, wie bei extrem starker Dämpfung desselben.

§ 7. Theorie der Widerstandsmessung mit Funkenerregung.

Unter Widerstandsmessung mit Funkenerregung soll hier verstanden werden, daß zum Unterschied von der Erregung durch Stoß die Primärschwingung nicht durch frühzeitiges Erlöschen der Funken-

1) Jahrb. **6**, 325.

2) Ein sehr einfaches und wirksames Mittel zur Beseitigung dieser Störung hat kürzlich O. Droysen (Jahrb. 7, Heft 2, S. 153) mitgeteilt.

strecke zum Stillstand kommt. Das Primärsystem soll vielmehr als bis zum völligen Ablauf der Schwingungen geschlossen und seine Dämpfung von der Form $e^{-\delta t}$ angenommen werden.

Diese Annahmen gestatten die Benutzung der von M. Wien[1]) entwickelten Theorie der Rückwirkung gekoppelter Schwingungskreise zur Ableitung eines Ausdruckes für die Berechnung von w_2. In § 8 (S. 634) der Arbeit von M. Wien ist die Trennung der aus der Resonanzkurve gefundenen Dekrementsumme $\delta_{01} + \delta_{02}$ von Primär- und Sekundärkreis durch Vermehrung von δ_{02} um einen bekannten Betrag γ behandelt. Es ergibt sich, daß an Stelle von δ_{02} infolge der Rückwirkung des Primärkreises $\delta_{02} + \frac{\pi^2 \varkappa^2}{\delta_{01}}$, also ein zu großes Dekrement gemessen wird[2]). Der Zusammenhang zwischen δ_{02}, dem Zusatzdekrement γ und dem beobachteten Ausschlagsverhältnis $\frac{\alpha}{\alpha_\gamma}$ ist

$$\delta_{02} + \frac{\pi^2 \varkappa^2}{\delta_{01}} = \gamma \cdot \frac{1 + \frac{\gamma}{\delta_0}}{\frac{\alpha}{\alpha_\gamma} - \left(1 + \frac{\gamma}{\delta_0}\right)}$$

worin $\varkappa$ den Koppelungskoeffizienten, δ_0 die Dekrementsumme $\delta_{01} + \delta_{02}$ bedeutet. Das ist genau der hier vorliegende Fall. Setzt man

$$\delta_{02} = \pi\, w_2 \sqrt{\frac{C_2}{L_2}}$$

$$\delta_{01} = \pi\, w_1 \sqrt{\frac{C_1}{L_1}}$$

$$\gamma = \pi\, R \sqrt{\frac{C_2}{L_2}}$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_\gamma} = m$$

1) l. c.

2) Ausgehend von der nur bei verschwindender Koppelung (vgl. M. Wien, l. c. S. 629) giltigen Bjerknesschen Formel für den Stromeffekt im Sekundärkreis hat neuerdings L. Högelsberger (Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 167, 1913, und Jahrb. 7, Heft 2, S. 182) eine Vereinfachung der Methode zur Bestimmung des wirksamen Widerstandes von Schwingungskreisen mit Hilfe gedämpfter Schwingungen angegeben. In der Vernachlässigung der Primärrückwirkung liegt eine Beschränkung der Anwendbarkeit dieser Methode für genaue Messungen. Es ist bei dieser Methode besonders nötig, eine Fehlerrechnung anzustellen und danach die Meßbedingungen möglichst günstig einzurichten. In dem von Högelsberger gegebenen Beispiel erscheint ein Fehler in μ' mit dem 8 bis 9fachen Betrage im Resultat, so daß z. B., wenn man statt

so geht der obige Ausdruck über in

$$w_2 + \frac{\varkappa^2}{w_1 \frac{C_1}{L_2}} = \frac{R}{\frac{m}{1 + \frac{R}{w_1 \frac{C_1}{C_2} + w_2}} - 1} \tag{1}$$

worin das Glied $\frac{\varkappa^2}{w_1} \frac{L_2}{C_1}$ die Rückwirkung des Primärkreises darstellt. Selbstverständlich kann nun auch noch Rückwirkung des Hilfskreises dazukommen. Dann ist wieder statt w_2 zu setzen: $w_2 + k$, und die linke Seite wird

$$w_2 + k + \frac{\varkappa^2}{w_1 \frac{C_1}{L_2}} = W_2 + \frac{\varkappa^2}{w_1 \frac{C_1}{L_2}} = W'$$

Setzt man weiter

$$\frac{R}{w_1 \frac{C_1}{C_2} + W_2} = \mu$$

so ergibt sich die übersichtliche Form:

$$W' = \frac{R}{\frac{m}{1 + \mu} - 1} \tag{2}$$

Vergleicht man sie mit dem Ausdruck, der in § 6 für konstante Energieübertragung in den Meßkreis gefunden wurde:

$$W_2 = \frac{R}{m - 1} \tag{3}$$

so sieht man, daß für verschwindendes $\mu (w_1 = \infty)$ der Ausdruck (2) in (3) übergeht. Dies ist der Grenzfall der uneigentlichen Stoßerregung (vgl. S. 393). Die Energieaufnahme des Meßkreises wird also in der Tat konstant, d. h. unabhängig von seinem Widerstande, wenn $w_1 \frac{C_1}{C_2} = \infty$ ist, wie in § 6 angegeben wurde. Anderenfalls ist stets

---

des wohl in runder Zahl angegebenen Ausschlages $\alpha'_r = 309$ nur $\alpha'_r = 309{,}_1$ setzt, das Resultat um volle 2% falsch wird. Um den Fehler klein zu halten, muß dafür gesorgt werden, daß die dort mit B bezeichnete Größe möglichst große absolute Werte erhält. Hierzu muß w' klein, w'' möglichst groß gewählt werden. Die Primärdämpfung γ_1 möglichst klein zu halten, wäre ebenfalls zur Vergrößerung von B vorteilhaft, doch darf dies nur geschehen, wenn dafür gesorgt wird, daß γ_1 noch groß bleibt gegenüber $\pi^2 \varkappa^2$.



das aus dem beobachteten Ausschlagsverhältnis m nach Formel (3) berechnete W_2 kleiner als das wirkliche.

Die rechte Seite von Gleichung (1) ist noch von W_2 abhängig. Löst man Gleichung (1) nach W_2 auf, so ergibt sich:

$$W_2 = \frac{R}{m-1} + \left\{ \sqrt{\left(\frac{\varepsilon' - \varkappa'}{2}\right)^2 + m\left(\frac{R}{m-1}\right)^2} - \frac{\varepsilon' + \varkappa'}{2} \right\}$$

worin

$$\varepsilon' = w_1 \frac{C_1}{C_2}, \qquad \varkappa' = \frac{\varkappa^2}{w_1 \frac{C_1}{L_2}}$$

zu setzen ist.

Dieser Ausdruck läßt sich durch Reihenentwickelung der Wurzel vereinfachen. Man erhält, wenn die ersten drei Glieder der Reihe berücksichtigt werden:

$$W_2 + \varkappa' = \frac{R}{m-1} + \frac{m}{\varepsilon' - \varkappa'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2 - \frac{m^2}{(\varepsilon' - \varkappa')^3}\left(\frac{R}{m-1}\right)^4$$

$\varkappa'$ kommt rechts nur in Korrektionsgliedern vor, außerdem ist in allen praktischen Fällen der Messung $\varkappa'$ gegen ε' verschwindend klein, so daß einfach gesetzt werden kann:

$$\begin{aligned} W_2 + \varkappa' &= \frac{R}{m-1} + \frac{m}{\varepsilon'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2 - \frac{m^2}{\varepsilon'^3}\left(\frac{R}{m-1}\right)^4 \\ &= \frac{R}{m-1} + R\left\{\frac{m}{(m-1)^2}\left(\frac{R}{\varepsilon'}\right) - \left(\frac{m}{(m-1)^2}\right)^2\left(\frac{R}{\varepsilon'}\right)^3 \cdots\right\} \end{aligned} \tag{2a}$$

Ein Beispiel mag das Rechnen nach dem Ausdruck (2a) erläutern. Eine Messung ergab für $R = 4{,}100\ \Omega$ das Ausschlagsverhältnis $m = 11{,}534$. Hierbei war $w_1 = 17{,}0\,\Omega$, $C_1 = 7150$ cm, $C_2 = 4665$ cm. Danach wird $\varepsilon' = w_1 \frac{C_1}{C_2} = 26{,}1\ \Omega$. In Gleichung (2a) ist also:

$$\begin{aligned} \frac{R}{m-1} &= \quad 0{,}389_2\ \Omega \\ + \frac{m}{\varepsilon'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2 &= +\,0{,}066_9\ \Omega \\ - \frac{m^2}{\varepsilon'^3}\left(\frac{R}{m-1}\right)^4 &= -\,0{,}000_{17}\ \Omega \\ \hline W_2 + \varkappa' &= \quad 0{,}456\ \Omega \end{aligned}$$

Man sieht, daß in diesem Beispiel, wo das erste Korrektionsglied $\frac{m}{\varepsilon'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2$ über 17 % auf das Resultat ausmacht, das zweite Korrektionsglied noch verschwindend klein ist. Dies ist bei den gewöhnlich vorliegenden Messungen stets der Fall, so daß $W_2 + \varkappa'$ nach der einfachen Formel berechnet werden kann:

$$W_2 + \varkappa' = a + \frac{m}{\varepsilon'} a^2 \tag{2b}$$

worin a den Zahlenwert von $\frac{R}{m-1}$ bedeutet.

Dies eine Korrektionsglied — es möge im folgenden das „P-Korrektionsglied“ (Primärkorrektionsglied) genannt werden — ist also in den allermeisten Fällen hinreichend; es ist aber auch in den allermeisten Fällen notwendig, da, um es verschwindend klein zu machen, wie eine einfache Rechnung zeigt [1]), allzu große Widerstände in den Primärkreis eingeschaltet werden müßten.

Die Formeln (2a) und (2b) liefern W', also die Summe

$$w_2 + k + \frac{\varkappa^2}{w_1 \frac{C_1}{L_2}} = W_2 + \varkappa'$$

Die Primärrückwirkung $\varkappa'$ ist stets verschwindend klein, weil bei der Ausführung der Messung w_1 groß, die Koppelung $\varkappa$ klein gemacht wird. Aus beiden Gründen kann $\varkappa'$ niemals große Werte annehmen [2]). Eine experimentelle Kontrolle dafür, daß die Primärrückwirkung vernachlässigt werden kann, bietet sich durch Variation einer der Größen $\varkappa$, w_1, C_1. Der Meßwert muß dabei ungeändert derselbe bleiben. Ein zwingender Grund, $\varkappa'$ klein zu halten, besteht im übrigen nicht. Ergeben zwei Messungen mit verschiedenen Dämpfungswiderständen u und v im Erregerkreis die Meßwerte a und b, so ist

$$W_2 = \frac{u \cdot a - v \cdot b}{u - v}$$

Experimentell ist dieser Fall aber nicht nachgeprüft worden, da die Versuchsanordnung die Primärrückwirkung nicht merklich zu machen gestattete.

W_2 ist nun noch von der Rückwirkung k des Hilfskreises zu befreien. Zu ihrer Berechnung soll die bei den Voraussetzungen

1) Vgl. Dissertation.



der Methode stets erfüllte[1]) Annahme gemacht werden, daß die dem Meßkreise zugeführte Energie bei einer Änderung der Rückwirkung zum Zwecke ihrer Bestimmung konstant bleibt.

Die Rückwirkung möge durch Änderung der Koppelung des Hilfskreises mit dem Meßkreise geändert werden; die durch die Rückwirkung verursachte Vergrößerung von w_2 sei in dem einen Falle gleich k, im anderen gleich k'. Die bei den beiden Koppelungen aufgenommenen Meßreihen mögen die Werte A und B liefern. Dann darf nach der gemachten Annahme gesetzt werden

$$J_2^2(w_2 + k) = J'^2_2(w_2 + k')$$

oder

$$J_2^2 \cdot A = J'^2_2 \cdot B$$

Bedeutet w_3 den Widerstand des Hilfskreises, der im Thermoelement vereinigt angenommen werden soll, so wird die im Hilfskreis verbrauchte Energie durch den (mit i^2 proportionalen) Galvanometerausschlag gemessen. Es ist also

$$J_2^2 k = c\alpha \cdot w_3$$
$$J'^2_2 k' = c\alpha' \cdot w_3$$

woraus folgt

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{J_2^2 k}{J'^2_2 k'} = \frac{B}{A} \cdot \frac{k}{k'}$$

mithin

$$k' = \frac{\alpha'}{\alpha} \cdot \frac{B}{A} \cdot k = m'' \cdot k$$

Hieraus ergibt sich

$$w_2 = A - \frac{B - A}{m'' - 1}$$

worin

$$m'' = \frac{\alpha'}{\alpha} \cdot \frac{B}{A}$$

Zur Prüfung dieser Beziehungen wurde der Widerstand eines Kreises zunächst mit Funkenerregung bei einer loseren und einer festeren Koppelung des Hilfskreises gemessen und dann die gleiche Messung mit ungedämpften Schwingungen ausgeführt. Es ergaben sich folgende Werte:

1) Durch das Verschwinden von x' in (2b) hat man daher die Schlußformel:

$$W_2 = a + \frac{m}{s'} a^2$$

Mit Funkenerregung

$$A = 0{,}447_4\ \Omega \qquad J_{(\alpha)} = 448{,}9\ ^{1)}$$
$$B = 0{,}514_6\ \Omega \qquad J_{(\alpha')} = 773{,}5$$

Mit ungedämpften Schwingungen

$$a = 0{,}448_5\ \Omega \qquad J_{(\alpha)} = 542{,}8$$
$$b = 0{,}515\ \ \Omega \qquad J_{(\beta)} = 876{,}0$$

Es berechnet sich übereinstimmend:
Mit Funken

$$w_2 = 0{,}447_4 - \frac{0{,}067}{\left(\frac{773{,}5}{448{,}9}\right)^2 \frac{0{,}515}{0{,}447} - 1} = 0{,}420\ \Omega$$

Mit ungedämpften Schwingungen

$$w_2 = 0{,}448_5 - \frac{0{,}067}{\left(\frac{876}{542{,}8} \cdot \frac{0{,}515}{0{,}448}\right)^2 - 1} = 0{,}421\ \Omega$$

Eine andere Kontrolle ergab sich aus dem Vergleich einer Rückwirkungsbestimmung mit einer Meßreihe bei verschwindender Rückwirkung des Hilfskreises. In Tabelle VI ist als Beispiel diese Meßreihe

Tabelle VI.

R	α bzw. α''	J_2 bzw. J_2''	m	$\frac{R}{m-1}$	$\frac{m}{s'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2$	W_2	
0	355,0	782,7					
0,786	138,2	480,0	2,659	0,474	0,006	0,480	
1,605	84,6	372,1	4,425	0,469	0,010	0,479	
2,434	60,5	314,3	6,202	0,468	0,014	0,482	0,481 B
3,269	47,0	276,0	8,042	0,464	0,018	0,482	
4,100	38,3·	249,0	9,881	0,461	0,022	0,483	

$C_1 = 7150$ cm, $C_2 = 4665$ cm, $w_1 = 63{,}3\ \Omega$, $s' = 97{,}1\ \Omega$

loser gekoppelt:

R	α bzw. α''	J_2 bzw. J_2''	m	$\frac{R}{m-1}$	$\frac{m}{s'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2$	W_2	
0	177,4	546,8					
0,786	68,0·	333,8	2,683	0,467	0,006	0,473	
1,605	41,2·	259,0	4,457	0,464	0,010	0,474	
2,434	29,4·	217,4·	6,323	0,457	0,013·	0,470·	0,473 A
3,269	22,9·	191,5	8,153	0,457	0,017·	0,474·	
4,100	18,7·	172,6·	10,032	0,454	0,021	0,475	

$C_1 = 7150$ cm, $C_2 = 4665$ cm, $w_1 = 63{,}3\ \Omega$, $s' = 97{,}1\ \Omega$

1) $J_{(\alpha)}$, $J_{(\alpha')}$ ... sind die den Ausschlägen α, α' ... entsprechenden Ströme in willkürlichen Einheiten.

vollständig wiedergegeben. A und B sind wieder die bei verschiedenen Koppelungen erhaltenen Meßwerte. Aus ihnen berechnet sich

$$w_2 = 0{,}473 - \frac{0{,}008}{\left(\frac{782{,}7}{546{,}8}\right)^2 \frac{0{,}481}{0{,}473} - 1} = 0{,}466\ \Omega$$

Die bei äußerst loser Koppelung des Hilfskreises aufgenommene Meßreihe C ergibt den Wert $w_2 = 0{,}468\ \Omega$ (Tabelle VII).

Tabelle VII.

Verschwindende Rückwirkung:

0	138,3	480,2					
0,786	51,4	289,0	2,761	0,446	0,021	0,467	0,468 C
1,605	30,5·	221,7	4,691	0,435	0,034	0,469	
2,434	21,2·	184,3	6,788	0,421	0,046	0,467	

$C_1 = 7150$ cm, $C_2 = 4665$ cm, $w_1 = 17{,}0\ \Omega$, $s' = 26{,}1\ \Omega$

§ 8. **Fehlerquellen bei der Widerstandsmessung mit Funken.**

Es ist nun zu untersuchen, welche Ursachen zu Fehlern bei Messungen dieser Art führen können.

1. Zufällige Fehler.

a) Durch Schwankung der Ausschläge.

Zufällige Fehler bei der Ablesung der Ausschläge haben hier den doppelten Einfluß als bei einer Messung mit ungedämpften Schwingungen. Praktisch fällt dies jedoch nicht stark ins Gewicht, da die Schwankung der Ausschläge so gering gehalten werden kann, daß die Ablesung eine ganz präzise wird[1]). Dies ist natürlich ein großer Vorzug der Funkenmethode gegenüber der Lichtbogenmethode. Wesentliche Erfordernisse zur Erzielung eines ruhigen Galvanometerausschlages sind: eine gleichmäßige Funkenfolge und konstante Entladungspotentiale der Funkenstrecke. Die Regelmäßigkeit der Funkenfolge hängt von der Art der Erregung (Resonanzinduktor, Turbinenunterbrecher) und von dem Elektrodenmaterial ab. Schwankungen des Entladungspotentials sind zum Teil eine Eigenschaft des Elektrodenmaterials[2]), zum Teil werden sie durch Luftströmungen und andere zufällige Ursachen hervorgerufen. Bei Magnesium sind sie sehr gering.

1) Hinter den in den Tabellen angegebenen Ausschlägen findet sich häufig ein Punkt. Dieser bedeutet, daß statt der angegebenen Dezimale die nächsthöhere gesetzt werden konnte. Die Schwankungen waren häufig so gering, daß es zweifelhaft blieb, welche Dezimale die richtigere ist.

2) Funkenverzögerung.

b) Durch Fehler der Eichung.

Bei den meisten Messungen dieser Art betrug der wahrscheinliche Fehler des Mittelwertes einer Reihe 2—4 ‰. Es zeigte sich wiederholt, daß die Genauigkeit der Eichung sehr weit getrieben werden mußte, damit diese Fehlerquelle nicht alle anderen überwog, insbesondere da hier die durch Eichung ermittelten Stromwerte zur Berechnung von $m \left(= \left(\frac{J_2}{J_2''}\right)^2\right)$ ins Quadrat erhoben und hierdurch etwaige Fehler der Eichung verdoppelt werden. Man kann sie verkleinern durch Wiederholung der Messung mit einer anderen Funkenzahl, damit andere Stellen der Eichung zur Benutzung kommen.

2. Systematische Fehler.

a) Die wichtigste nicht erfüllte Voraussetzung der Theorie liegt in der infolge des Funkens von der Form $e^{-\delta t}$ abweichenden Dämpfung des Primärkreises.

Infolge der Eigenschaften des Funkens kann von einem eigentlichen „Funkenwiderstand" nicht gesprochen werden, sondern nur von einem für den Einzelfall gültigen „wirksamen" Widerstand, der bald größere bald kleinere Werte haben kann, und mit diesem zu dem Ohmschen Widerstand des Schließungskreises hinzutritt und in die Messung eingeht.

Dieser Umstand würde eine große Unsicherheit der Methode bedingen, wenn nicht der Widerstand des Primärkreises an sich nur in ein Korrektionsglied einginge und ferner wegen des großen in den Primärkreis eingeschalteten Ohmschen Widerstandes der Funkenwiderstand nur einen kleinen Teil des Primärwiderstandes ausmachte.

Eine Schätzung der Wirkung des Funkenwiderstandes auf das Meßresultat ist in folgender Art möglich:

Unter Verhältnissen, die den unsrigen entsprechen, findet Lindemann[1]), daß der Energieverlust im Funken bei großen Kreiswiderständen 7 % des Gesamtenergieverlustes beträgt. Wenn wir annehmen, daß entsprechend der wirksame Widerstand des Funkens 7 % des Gesamtwiderstandes beträgt, so würde eine Vernachlässigung des Funkenwiderstandes erst bei einem Wert des P-Korrektionsgliedes von 15 % das Resultat um 1 % falsch machen. Diese Schätzung ist aber zu hoch, denn Messungen zeigten selbst bei noch größeren Werten des P-Korrektionsgliedes keine Andeutung eines Fehlers dieser Art. Ein

1) R. Lindemann, Ann. Phys. 12, 1012, 1903.

Beispiel gibt Tabelle VIII, wo das P-Korrektionsglied zwischen 4,5 % und 16,5 % variiert. Bei der Messung a) dieser Tabelle ist die Rechnung in derselben Weise durchgeführt worden, wie bei allen Meßreihen dieser Arbeit, d. h. w_1 = Zusatzwiderstand + Eigenwiderstand des Primärkreises + 0,5 Ω (Funkenwiderstand)[1]. Bei der Messung b) wurden 7 % zu w_1 hinzugezählt. Aus der deutlich auftretenden Abweichung beider Meßwerte im Falle b) muß geschlossen werden, daß der wirksame Widerstand des Funkens kleiner war als 7 % des Gesamtwiderstandes. Aus den vorstehenden Betrachtungen folgt, daß die besprochene Fehlerquelle auf jeden Fall nur von geringer Bedeutung ist. Sie kommt überhaupt nicht in Frage, wenn das P-Korrektionsglied klein ist, wofür man durch richtige Wahl der Größen w_1, C_1, m leicht sorgen kann.

Tabelle VIII.

R	α bzw. α''	J_2 bzw. J_2''	m	$\frac{R}{m-1}$	$\frac{m}{\varepsilon'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2$	W_2
			a)			
0	156,1	511,6				
0,786	57,7·	306,8	2,781	0,441	0,020	0,461
4,100	14,3·	151,6	11,388	0,395	0,065	0,460
	C_1 = 7150 cm, C_2 = 4384 cm, w_1 = 16,7 Ω, ε' = 27,3 Ω					
			b)			
0	156,1	511,6				
0,786	57,7·	306,8	2,781	0,441	0,019	0,460
4,100	14,3·	151,6	11,388	0,395	0,061	0,456
	C_1 = 7150 cm, C_2 = 4384 cm, w_1 = 17,9 Ω, ε' = 29,2 Ω					

Zu demselben Resultat führt eine Betrachtung der Tabelle VI. Dort weisen die Meßreihen A und B nur kleine Werte des P-Korrektionsgliedes auf, bei der Messung C[2]) steigt dagegen der Einfluß der Korrektion bis zu 12 %. Trotzdem stimmt der Meßwert durchaus mit dem Resultat der Rückwirkungsbestimmung überein. Die obige Schätzung des durch den Funken bewirkten Fehlers muß also zu hoch gegriffen sein.

Im folgenden ist stets der Funkenwiderstand mit 0,5 Ohm in Rechnung gesetzt worden. Fehler in dieser Schätzung sind völlig bedeutungslos, ebenso braucht der Eigenwiderstand des Primärkreises nur ungefähr bestimmt zu werden.

Ein besonders günstiges Zusammentreffen ist, daß durch Verwen-

1) Nach Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen S. 1006.
2) Tabelle VII.

dung großer Kapazitäten C_1 gleichzeitig der Anteil der Funkendämpfung an der Gesamtdämpfung herabgesetzt und außerdem ε' selbst vergrößert wird. Man tut daher gut, durch große Werte von C_1 die Korrektion klein zu halten.

Nur geringen Einfluß auf die Messung hat das vorzeitige Erlöschen der Funkenstrecke. Von dem Momente des Erlöschens ab wird das Glied $\dfrac{x^2}{\dfrac{w_1 C_1}{L_2}} = 0$. Da es aber auch vorher nicht wesentlich von 0 verschieden war, so ändert sich praktisch nichts dadurch.

b) Eine weitere Fehlerquelle besteht in den Ausschlägen, die das Galvanometer bei geöffnetem Meßkreis zeigt. Da ihr Einfluß auf die Messung durchaus unkontrollierbar ist, so müssen sie beseitigt werden. Die wirksamsten Mittel dazu — soweit sie nicht von Induktionen durch die Grundwelle herrühren — sind im Jahrb. **6**, 325 und **7**, 153, angegeben.

Ohne Einfluß war dagegen die Funkenlänge, wie aus Tabelle IX hervorgeht.

Tabelle IX.

R	α bzw. α''	J_2 bzw. J_2''	m	$\dfrac{R}{m-1}$	$\dfrac{m}{\varepsilon'}\left(\dfrac{R}{m-1}\right)^2$	W_2	
			a) Funkenlänge: 2 mm				
0	78,5	358,9					
0,786	29,0	215,7	2,768	0,445	0,021	0,466	0,468
1,605	17,2	165,7	4,691	0,435	0,034	0,469	
			b) Funkenlänge: 5 mm				
vgl. Tabelle VII, Messung C							0,468
			c) Funkenlänge: 10 mm				
0	176,0	544,5					
0,786	65,8	328,0	2,756	0,447	0,021	0,468	0,469
1,605	39,2	252,0	4,669	0,437	0,034	0,471	

a) b) c): $C_1 = 7150$ cm, $C_2 = 4665$, $w_1 = 17{,}0\ \Omega$, $\varepsilon' = 26{,}1\ \Omega$

Als Elektrodenmetalle wurden außer Magnesium auch Silber und Zink untersucht. Systematische Fehler wurden nicht bemerkt, jedoch eignen sie sich wegen der stärkeren Schwankungen zu Messungen nicht so gut wie Magnesium.

Eine genaue Abstimmung der Kreise ist nicht notwendig, solange das P-Korrektionsglied klein ist. Im allgemeinen liegt auch kein Grund vor, es große Werte annehmen zu lassen. Wo dies in

der vorliegenden Arbeit geschehen ist, lag stets der Zweck einer Prüfung zugrunde. So steigt der Einfluß des Korrektionsgliedes in Tabelle X bis zu 20 %, um den Einfluß der Verstimmung hervortreten zu lassen; die Meßwerte steigen mit wachsender Größe der Korrektion stark an. Der Anfangswert 0,450 ist etwas kleiner als der Vergleichswert der Reihe mit Abstimmung: 0,460 Ω. Dies erklärt sich dadurch, daß bei Verstimmung der Meßkreis auf eine um 10 % größere Welle eingestellt war. Dagegen sind die Werte mit großer P-Korrektion zweifellos falsch. Solche Fehler waren zu erwarten, da die Gleichung (1) für abgestimmte Kreise gilt. Diese Bedingung ist also zu berücksichtigen, wenn nur kleine Zusatzwiderstände in den Primärkreis eingeschaltet werden.

Tabelle X.

Einfluß der Verstimmung.

a) Meßkreis gegen den Erregerkreis um 10 % der Welle verstimmt.

R	α bzw. α''	J_2 bzw. J_2''	m	$\frac{R}{m-1}$	$\frac{m}{s'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2$	W_2
0	136,7	477,2				
0,786	49,4	283,0	2,844	0,426	0,024	0,450
1,605	29,4	217,2	4,829	0,419	0,039	0,458
2,434	20,6	181,8	6,893	0,413	0,054	0,467
3,269	15,8	158,8	9,023	0,407	0,069	0,476
4,100	12,8	143,1	11,118	0,405	0,083	0,488

$C_1 = 7150$ cm, $C_2 = 5592$ cm, $w_1 = 17{,}0\ \Omega$, $s' = 21{,}8\ \Omega$

b) Abstimmung beider Kreise vgl. Tabelle IX Messung a).

Das Resultat dieses Paragraphen ist mithin, daß keinerlei systematische Fehler weder von dem Funken noch von einer eventuellen Verstimmung zu erwarten sind, solange das P-Korrektionsglied einigermaßen klein bleibt. Es empfiehlt sich, dasselbe unter 10 % zu halten. Auch die zufälligen Fehler sind klein, da der Ausschlag sehr konstant gemacht werden kann. Es sei jedoch nochmals darauf hingewiesen, daß genaue Eichung unerläßlich ist.

§ 9. **Die praktische Ausführung der Messung.**

Das Ergebnis der vorstehenden Betrachtungen ist folgendes: Es führt zu Schwierigkeiten, wenn man den Erregerkreis so stark dämpfen will, daß die systematischen Fehler bei Anwendung der Formel

$w_2 = \frac{R}{m-1}$ unter 1 % bleiben. Es ist besser, nach der korrigierten Formel:

$$w_2 = \frac{R}{m-1} + \frac{m}{\varepsilon'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2$$

zu rechnen, weil man dann über die Dämpfung des Primärkreises in weiten Grenzen frei verfügen kann. Sie muß zwar auch dann stets relativ groß bleiben, aber bei weitem nicht so groß als bei Anwendung der unkorrigierten Formel. Gleichzeitig kann die Koppelung mit dem Meßkreis bei gleicher Energieübertragung viel loser gewählt werden.

Experimentell wurde die Methode unter folgenden Versuchsbedingungen geprüft

Primärkreis:	Widerstand	von	15,5—150 Ω
	Kapazität	„	4000—7500 cm
Sekundärkreis:	Widerstand	„	0,45—4,5 Ω
	Kapazität	„	4000—5000 cm
	Dämpfung	„	0,008—0,1
Wellenlänge:			1300—1500 m
Koppelung:			$2{,}7 \cdot 10^{-3}$—$1{,}2 \cdot 10^{-2}$
Ausschlagsverhältnis:		ca.	1,5—15

Die größte Abweichung eines einzelnen, in einer Meßreihe erhaltenen Wertes vom Mittel war stets kleiner als 1 %; unter günstigen Umständen ließ sich die Genauigkeit auf 2—3 ‰ treiben.

Die Einzelheiten der benutzten Versuchsanordnung waren folgende:

1. Der Primärkreis.

Die Speisung des Erregerkreises erfolgte durch einen Boasschen Resonanzinduktor. Den Wechselstrom lieferte ein von einer Akkumulatorenbatterie betriebener Einankerumformer, dessen Tourenzahl und Spannung bequem reguliert werden konnte. Sehr wichtig zur Erzielung guter Meßresultate ist völlige Konstanz der sekundlichen Funkenzahl während der ganzen Dauer der Messung. Die Eigenschaften des Resonanzinduktors kamen der Erfüllung dieser Forderung sehr zu statten und machten eine ständige Kontrolle und Nachregulierung der Tourenzahl unnötig. Es gab nämlich Gebiete außerhalb der scharfen Resonanz, in denen die Funkenzahl unabhängig von der Periodenzahl war. Tabelle XI enthält eine Zusammenstellung der

Periodenzahlen und der zugehörigen Ausschläge des Galvanometers, die c. p. direkt ein Maß der Funkenzahl sind. Innerhalb des Periodenbereiches 54,5—56,5 — also in dem für den eingelaufenen Generator weiten Spielraum von zwei Perioden — betrug die Änderung des Ausschlages nur 0,4 %. Während der Dauer einer Messung (6 Minuten) betrug die Änderung der Periodenzahl[1]) höchstens eine halbe Periode. Gefährlich sind die Stellen, an denen der Ausschlag plötzlich springt (in der Tabelle mit einem Stern versehen). Solchen Sprüngen, die mit einer höheren Belastung verbunden sind, widersetzt sich der Einankerumformer sehr energisch und hat daher die Tendenz, die Funkenzahl von selbst konstant zu halten. Die Ruhe des Ausschlages war so gut, daß auf den vollen Skalenausschlag (400 Skt.) noch Zehntelskalenteile angegeben werden konnten, allerdings nur bei einer Funkenstrecke mit Magnesiumelektroden. Letztere waren halbkugelförmig und besaßen einen Durchmesser von 5 cm. Die Funkenlänge betrug meistens 5 mm, die Funkenzahl zwischen 10 und 50/sec.

Tabelle XI.

Periodenzahl	Ausschlag	Periodenzahl	Ausschlag
59,0	204,0	53,5	258,0
58,0	201,5	53,0	264,0
57,5	200,0	52,5	268,0
57,0	218,0	52,0	275,0
56,5	*239,0	51,5	281,0
56,0	239,0	51,0	286,0
55,5	239,0	50,0	*300,0
55,0	238,0	49,5	297,0
54,5	238,0	49,0	298,0
54,0	*254,5	48,5	299,0

Der Erregerkreis enthielt ferner Mosciokikondensatoren und eine große Rahmenspule[2]) als Selbstinduktion. Die Verwendung solcher Spulen (auch im Meßkreis) ist sehr vorteilhaft, da mit ihnen aus großer Entfernung gekoppelt und Induktion auf den Hilfskreis leichter vermieden werden kann. Die Koppelungen, mit denen gearbeitet wurde, lagen zwischen $2,7 \cdot 10^{-3}$ und $1,2 \cdot 10^{-2}$. Weiter durfte mit Rücksicht auf das Durchschlagen der Kondensatoren und die Belastungsfähigkeit der Hilfswiderstände nicht gegangen werden. Die Zusatzwiderstände im Primärkreis bestanden aus dünnen, bifilar ausgespannten Manganindrähten, die unter Öl gesetzt waren.

1) Wenn nicht nachreguliert wurde.
2) Die Dimensionen des Rahmens waren: 1,1 × 1,6 m.

2. Der Meßkreis.

Die Anordnung war die gleiche wie in § 5 beschrieben.

3. Der Hilfskreis.

Auch dieser war derselbe wie bei den Messungen mit ungedämpften Schwingungen, nur wurde mit größeren Selbstinduktionen in demselben gearbeitet (bis zu 55000 cm). Daß für genaue Messungen eine Eichung von Thermoelement und Galvanometer nötig ist, wurde bereits erwähnt.

4. Die Ausführung der Messung.

Längere Zeit vor der Messung wurde der Erregerkreis in Tätigkeit gesetzt, damit der Motor sich einlaufen und die Funkenstrecke ihre (ziemlich niedrige) Endtemperatur annehmen konnte.

Eine Frage war, ob vorteilhafter mit großen oder kleinen Ausschlagsverhältnissen gearbeitet wird. Hierfür ist folgende Überlegung maßgebend: Bei zu kleinem Ausschlagsverhältnis ($m < 1,5$) wird durch die Subtraktion von 1 im Nenner der Formel $\frac{R}{m-1}$ der Einfluß von Fehlern in m auf das Resultat stark vergrößert. Andererseits wird bei großen Ausschlagsverhältnissen das (m direkt proportionale) P-Korrektionsglied groß. Es sind daher diejenigen Ausschlagsverhältnisse am günstigsten, bei denen der erstgenannte Fehler noch hinreichend klein ist, andererseits das P-Korrektionsglied noch nicht so groß ist, daß es nicht mehr genügend fundiert erscheint. Innerhalb dieser, nach den hier gesammelten Erfahrungen weiten Grenzen (m zwischen 1,5 und 15) sind große und kleine Ausschlagsverhältnisse durchaus gleichwertig. Messungen mit verschiedenen Hilfswiderständen dürfen keinen ausgeprägten Gang zeigen. Es empfiehlt sich, den Grund etwa auftretender Differenzen in den Meßwerten zunächst in unvollkommener Proportionalität der Galvanometerausschläge mit dem Quadrat des Stromes im Thermoelement zu suchen; in zweiter Linie kommt eine Störung durch den „Nullausschlag" in Frage, der bei genauen Messungen vollständig unterdrückt werden muß. In allen Fällen, wo hier Abweichungen in den Meßwerten (die jedoch 1 % niemals wesentlich überschritten) beobachtet wurden, lag einer dieser beiden Gründe vor, und zwar meistens der erstgenannte. Genaue Nacheichung der Meßanordnung ergab dann Meßreihen mit kleinen, zufällig verteilten Fehlern.

Das Schema der Messung war dasselbe wie bei ungedämpften

Tabelle XII.

R	α bzw. α'' (↓)	α bzw. α'' (↑)	α_0	Mittel	α bzw. α''	J_2 bzw. J_2''	m	$\frac{R}{m-1}$	$\frac{m}{s'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2$	W_2	
0	236,5	235,5		236,0	216,8	605,2·					
0,786	144,0	143,4		143,7	124,5	454,4·	1,774	1.016	0,036	1,052	1,050₅
1,605	105,0	104,8		104,9	85,7	374,8	2.608	0,998·	0,051·	1,050	
2,434	83,9	83,5		83,7	64,5	324,5·	3.478	0,983·	0,066·	1,050	
4,100	61,8	61,7·		61,8	42,6	262,9·	5,298	0,955	0,095	1,050	
∞			19,2	19,2							
$C_1 = 7150$ cm, $C_2 = 4665$ cm, $w_1 = 33\ \Omega$, $s' = 50,5\ \Omega$, $\lambda =$ ca. 1400 m											
0	323,0	321,0		322,0	304,9	722,1					
0,786	121,3	121,0		121,1·	104,0	414,0	1,744	(Zugehörige Messung mit ungedämpften Schwingungen)		1,056	1,055
1,605	68,0	67,4		67,7	50,6	286,5	2,520·			·1,055	
2,434	46,8	46,8		46,8	29,7	218,3	3,308			1,054	
4,100	30,8·	30,7		30,8	13,7	148,0	4,880			1,056	
∞			17,1	17,1							
0	312,8	309,4		311,1	294,4	339,7·					
0,646	161,7	160,3·		161,0	144,3	237,0	2,055	0,612	0,008	0,620	0,621
0,985	131,0	130,3		130,6·	113,9·	209,9·	2,619	0,608	0,010	0,618	
1,329	111,2	110,8		111,0	94,3	190,8	3,171	0,612	0,012	0,624	
∞			16,7	16,7							
$C_1 = 7150$ cm, $C_2 = 4665$ cm, $w_1 = 109,7\ \Omega$, $s' = 168\ \Omega$, $\lambda = 1365$ m											
0	388,0	388,0		388,0	371,8	380,5					
0,646	106,5	105,8		106,1·	90,0	186,3	2,042	(Zugehörige Messung mit ungedämpften Schwingungen)		0,620	0,623
0,985	73,5	72,5		73,0	56,8	147,5	2,580			0,623	
1,329	55,1	54,8		54,9·	38,7·	121,7	3,120·			0,625	
∞			16,2	16,2							

Schwingungen. Tabelle XII gibt zwei Meßreihen ausführlich wieder, aus denen der Verlauf der Messung im einzelnen zu ersehen ist. Zum Vergleich sind die entsprechenden Messungen mit ungedämpften Schwingungen mit angegeben.

§ 10. Eine Anwendung der Widerstandsmessung.

Für die Ausführung der Messung wurden bereits im vorstehenden Beispiele gegeben. Es möge hier noch eine Anwendung in einem praktischen Fall beschrieben werden, und zwar wurden, um beide Methoden gleichzeitig zu prüfen, die Messungen abwechselnd mit Lichtbogen- und mit Funkenerregung gemacht. Es handelte sich um eine Untersuchung von Jenaer Geräteglas der Firma Schott & Gen. auf Änderung der Leitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstante mit der Temperatur.

Es zeigte sich, daß die Änderung dieser Größen bei höheren Temperaturen so stark war, daß die Heizvorrichtung die Temperatur für genauere Messungen nicht konstant genug hielt. Die Versuchsanordnung bestand im wesentlichen aus einem Reagenzglas der zu untersuchenden Glassorte, das innen und außen mit Quecksilber umgeben war. Die so gebildete Leydener Flasche war in ein Luftbad gesetzt, mit Hilfe dessen sie erwärmt werden konnte. Die Flasche lag parallel zu einem festen Luftkondensator (4092 cm) im Meßkreis und konnte selbst mittels eines Quecksilberumschalters durch einen symmetrisch angeordneten, variablen Luftkondensator ersetzt werden.

Da die Untersuchung nicht durchgeführt wurde, so mögen hier die orientierenden Messungen ohne weitere Besprechung ihrer Resultate wiedergegeben werden.

Tabelle XIII enthält die Reihen und die zu ihrem Verständnis erforderlichen Angaben. Bei Nr. III wurden nur zwei Hilfswiderstände verwendet und die Reihe wiederholt, um zu zeigen, daß der Mittelwert einer solchen Reihe durch Wiederholung kaum noch verändert wird. Nr. IV ist die Reihe, die bei Erhitzung der Flasche auf 195° C erhalten wurde. Daß die Werte nicht besser untereinander übereinstimmen, lag an der Inkonstanz und Unausgeglichenheit der Temperatur. Wie man sieht, änderte sich der Widerstand des Meßkreises bei einer Temperaturerhöhung der Flasche um 160° C fast um 1000 %. Die Anwendung beider Methoden geschah daher nur bei geringeren Temperaturen, wo die Mängel der Heizvorrichtung weniger störend waren. Die abwechselnd mit Funken und Lichtbogen gemessenen Werte schließen sich hier so gut aneinander an, als es bei der unsicheren Temperaturbestimmung möglich ist.

Tabelle XIII.

R	α bzw. α''	J_2 bzw. J_2''	m	$\frac{R}{m-1}$	$\frac{m}{s'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2$	W_2	
I. Der Meßkreis mit der Flasche bei $t = 16{,}7°$ C. $\lambda = 1400$ m, $C_1 = 7150$ cm, $C_2 = 4826$ cm, $s' = 142\ \Omega$							
0	104,6	415,1					
0,786	51,6	289,0	2,063	0,739	0,008	0,747	0,747
1,605	33,7	232,7	3,182	0,736	0,012	0,748	
2,434	24,8	199,5	4,329	0,731	0,016	0,747	
II. Glasflasche durch Luftkondensator ersetzt. Angaben wie bei I.							
0	141,5	486,0					
0,786	56,6	303,2	2,569	0.501	0,005	0,506	0,506
1,605	34,8	236,4	4,226	0,497	0,007	0,505	
2,434	24,9	200,0	5,905	0,496	0,010	0,506	
III. Dieselbe Messung wie II bei $t = 12{,}5°$ C. Angaben wie bei I.							
0	98,4	403,0					
0,786	48,2	279,5	2,079	0,728	0,008	0,738	0,737
1,605	31,4	224,8	3,214	0,725	0,012	0,735	
sofort wiederholt							
0	98,1	402,0					
0,786	48,0	279,0	2,076	0,730	0,008	0,738	0,737
1,605	31,2	224,0	3,221	0,723	0,012	0,735	
IV. Dieselbe Messung wie I und III bei $t = 195°$ C. $C_1 = 7150$ cm, $w_1 = 95{,}7$, $C_{Fl} = 1138$ cm, $C_2 = 5230$ cm, $s' = 131\ \Omega$							
0	164,0	525,3					
2,434	123,5	452,0	1,349	6,97	0,51	7,48	7,31
3,269	111,9	430,0	1,492	6,64	0,52	7,16	
4,100	104,0	414,2	1,608	6,74	0,56	7,30	
V. Flasche durch Luftkondensator von 1138 cm ersetzt. Angaben wie bei IV.							
0	144,8	491,7					
0,786	57,2	305,3	2,594	0,493	0,005	0,498	0,496
1,905	35,0	237,1	4,301	0,486	0,008	0,494	
2,434	25,0	200,3	6,026	0,484	0,011	0,495	
VI. Mit Funken: Flasche bei $51{,}0°$ C., $C_{Fl} = 771$ cm. $\lambda = 1405$ m, C_1, w, wie bisher, $C_2 = 4863$ cm, $s' = 141\ \Omega$							
0	113,1	432,9					
0,786	60,9	315,5	1,883	0,890	0,011	0,901	0,901
1,605	40,9	258,0	2,815	0,884	0,016	0,900	
VII. Mit Lichtbogen: Flasche bei $52{,}5°$ C. Angaben wie bei VI.							
0	121,4	448,6					
0,786	36,0	240,9	1,862			0,912	0,910
1,605	16,5	162,2	2,765			0,909	

Tabelle XIII (Fortsetzung).

R	α bzw. a''	J_2 bzw. J_2''	m	$\frac{R}{m-1}$	$\frac{m}{\varepsilon'}\left(\frac{R}{m-1}\right)^2$	W_2	
VIII. Mit Lichtbogen: Flasche bei 59,6° C. Angaben wie bei VI.							
0	119,2	445,0					
0,786	37,2	245,0	1,816			0,963	0,959
1,605	17,2	165,9	2,682			0,955	
IX. Mit Funken: Flasche bei 60,5° C. Angaben wie bei VI.							
0	105,5	417,0					
0,786	58,4	309,0	1,821	0,957	0,012	0,969	0,973
1,605	39,8	255,0	2,674	0,958	0,017	0,976	

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird die Aufgabe der Widerstandsmessung in Hochfrequenzkreisen unter dem Gesichtspunkt möglichster Genauigkeit und Sicherheit der Meßresultate betrachtet.

Veranlassung dazu boten die Schwierigkeiten, die sich anfangs den Versuchen entgegenstellten, auf 1 % sichere Meßwerte zu gewinnen. Insbesondere fehlte ein Anhalt dafür, wieweit selbst ein von zufälligen Fehlern befreiter Meßwert noch mit systematischen behaftet sein konnte. Hierzu mußte auf die theoretischen Grundlagen der Methoden eingegangen und untersucht werden, welche Ursachen bei der Ausführung der Messungen zu Fehlern führen.

Bei Erregung durch einen Lichtbogenkreis sind es die Schwankungen, die unter Umständen stärkere Fehler hervorrufen können. Bei Erregung durch einen Funkenkreis bedeutet der Funke eine Quelle der Unsicherheit.

Aber auch die Hilfsmittel für die Messung — Thermoelement und Galvanometer — können von dem theoretisch vorausgesetzten Verhalten abweichen und zu Fehlern führen.

Das Resultat der Untersuchung ist, daß mit beiden Erregungsarten Widerstandsmessungen mit einer Sicherheit des Meßwertes auf 2—5 ‰ ausgeführt werden können, wenn folgende Bedingungen eingehalten werden:

Bei Lichtbogenerregung
- λ nicht zu klein (möglichst über 1000 m),
- Ablesung der Maximalausschläge,
- großes Ausschlagsverhältnis ($m = 5 - 25$).

Bei Funkenerregung

regelmäßige Funkenfolge (Magnesiumelektroden),

P-Korrektion klein (unter 10 %),

einigermaßen genaue Abstimmung,

und ferner bei beiden Methoden

Messung mit mehreren Hilfswiderständen,

genaue Eichung.

Vorstehende Untersuchungen sowie die kürzlich im Jahrbuch veröffentlichten Arbeiten (Bd. 6, 325 u. 451) wurden im Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt. Herrn Geh. Hofrat Prof. Dr. M. Wien bin ich für die mir hierbei zuteil gewordene Unterstützung zu größtem Dank verpflichtet.

Adresse des Autors: Berlin SW 23, Flensburgerstraße 1.

Die Transformation der Frequenz.[1]

Von J. Zenneck.

Seit den grundlegenden Versuchen von Tesla ist es immer ein frommer Wunsch gewesen, auch die hochfrequenten Wechselströme. wie sie die drahtlose Telegraphie braucht, durch Maschinen in derselben Weise direkt herzustellen, wie die Wechselströme der Technik.

A.

Daß, von allem anderen abgesehen, schon die konstruktiven Schwierigkeiten sehr große sind, zeigt eine einfache Überlegung.

Die Frequenz des Wechselstromes, den eine Maschine liefert, ist bedingt durch den Abstand a von zwei aufeinanderfolgenden Ankerspulen und die Umfangsgeschwindigkeit u desjenigen Teils vom Rotor, der den Ankerspulen gegenüberliegt, und zwar gilt für die Frequenz $N = \frac{u}{2a}$.

Selbst wenn wir also eine Umfangsgeschwindigkeit von 300 m/sec annehmen, wie man sie bei ähnlichen Gelegenheiten wohl schon verwendet hat, so folgt aus dieser Beziehung für den Abstand a nur $^1/_2$ mm,

[1]) Auszug aus einem Vortrag vor dem physikalischen Colloquium und dem Verein deutscher Ingenieure Danzig am 17. Februar 1913. — Bezüglich der Literatur verweise ich auf die Zusammenstellung von F. Kock in Helios 19, 49, 71, 1913.

falls wir mit der Maschine eine Frequenz von $3 \cdot 10^5$/sec entsprechend einer Wellenlänge von 1000 m hervorrufen wollen. Also selbst dann, wenn man mit Umfangsgeschwindigkeiten operiert, welche diejenige einer Revolverkugel übertreffen, darf eine Ankerspule mit ihrer Isolation höchstens $^1/_2$ mm breit sein. Das sagt wohl genug. Wohl ist man bei Großstationen zu größeren Wellenlängen, z. B. 6000 m, hinaufgegangen. Die Verhältnisse werden dadurch insofern günstiger, als die Breite einer Ankerspule unter den gemachten Voraussetzungen etwa 3 mm sein dürfte. Aber auf der anderen Seite bedeutet bei Maschinen, welche die bedeutende Energie für eine Großstation hergeben sollen, eine Umfangsgeschwindigkeit von 300 m/sec einen „Angstbetrieb", zumal da der Abstand zwischen Stator und Rotor mit Rücksicht auf den Wirkungsgrad so klein als möglich sein muß. Wenn man hier zu Gebilden gelangen will, die in den Augen des Elektrotechnikers den Namen „Maschine" verdienen, muß man mit der Umfangsgeschwindigkeit heruntergehen. Reduziert man sie auf 100 m/sec, so schrumpft wieder die für eine Ankerspule zur Verfügung stehende Breite auf 1 mm zusammen.

Es ist aller Anerkennung wert, daß es trotz dieser großen Schwierigkeiten z. B. E. F. W. Alexanderson[1]) gelungen ist, brauchbare Maschinen mit einer Frequenz von 10^5/sec bei einer Leistung von 2,1 KW. bzw. mit einer Frequenz von $5 \cdot 10^4$/sec bei einer Leistung von 34 KW. herzustellen.

B.

Bei weitem günstiger würden natürlich die Verhältnisse werden, wenn es nicht nötig wäre, die Frequenz so hoch, wie wir bisher angenommen hatten, hinaufzutreiben. Könnten wir uns mit einer Frequenz von 10^4/sec, entsprechend einer Wellenlänge von 30 000 m, begnügen, so würde als zulässige Breite für eine Ankerspule 5 mm herauskommen unter der Annahme der bequem erreichbaren Umfangsgeschwindigkeit von 100 m/sec. Das sind vernünftige Werte und solche Maschinen sind denn auch schon vor längerer Zeit von den verschiedensten Seiten[2]) gebaut worden. So schwer es also ist, in das Gebiet der Frequenzen, die in der drahtlosen Telegraphie verwendet werden, vorzudringen, so leicht ist es, bis an die Schwelle des Gebietes zu gelangen.

Auf dieser Tatsache fußt ein Gedanke, der vor nicht allzulanger Zeit in der drahtlosen Telegraphie zur Verwirklichung gekommen ist: die natürliche, durch den Abstand der Ankerspulen und die

1) Vgl. Jahrb. der drahtl. Tel. 6, 370, 1913. — Vgl. auch W. Duddell, Proc. Royal Inst., 17. Mai 1912.

2) Z. B. von der Compagnie de l'industrie électrique et mécanique (Genf) nach den Angaben von Thury.

Umfangsgeschwindigkeit der Maschine bestimmte Frequenz nur mäßig hoch zu treiben, aber diese Frequenz auf den 2-, 3- oder mehrfachen Wert zu transformieren.

C.

Im Grunde genommen ist eine solche Transformation der Frequenz schon bei der Goldschmidtschen Maschine vorhanden, deren Prinzip ich als bekannt voraussetzen darf.

Sie ermöglicht in sehr sinnreicher Weise der Maschine einen Strom zu entnehmen von einer Frequenz, welche das 2-, bzw. 3-, bzw. 4fache der Frequenz beträgt, welche durch den Abstand der Ankerspulen und die Umfangsgeschwindigkeit der Maschine bestimmt ist. Die Maschine selbst nimmt hier die Transformation auf die höhere Frequenz vor.

D.

Außer dieser Anordnung gibt es noch eine Reihe von Methoden, die eine Transformation der Frequenz außerhalb der Maschine bezwecken. Von diesen Methoden sollen im folgenden einige beschrieben werden. Ich beschränke mich aber ausdrücklich darauf, ihr Prinzip auseinander zu setzen und werde deshalb auch bei der Demonstration Wechselstrom niedriger Frequenz verwenden, da wir hier die Vorgänge bequemer verfolgen können.

1. Die erste Methode[1]) beruht auf der Verwendung elektrischer Ventile, wie wir sie z. B. in Aluminiumzellen, Wehneltröhren und Quecksilberdampflampen besitzen.

Wir wollen für das Folgende der Einfachheit halber annehmen, daß sie vollkommene Ventilwirkungen zeigen, d. h. den Strom nur in einer Richtung durchlassen. Eine mögliche Schaltung zeigt dann Fig. 1: der Wechselstrom wird verzweigt und in die beiden Zweige je ein Ventil V_1 bzw. V_2 eingeschaltet, aber in die beiden Zweige in umgekehrter Richtung, so daß in einem Zweig der Strom in der einen Richtung, im anderen Zweige der Strom in der anderen Richtung hindurchgelassen wird. In den beiden Zweigen befindet sich außerdem noch je eine Spule S_1 bzw. S_2, die auf den Kern je eines Transformators aufgewickelt sind, und zwar die Spule S_1 in umgekehrtem Wickelungssinne wie die Spule S_2.

Der zeitliche Verlauf des Induktionsflusses in dem Kerne 1 wird dann unter den einfachsten Annahmen von der Form sein, wie ihn

1) J. Zenneck, Wied. Ann. 69, 858, 1899.

Fig. 2a zeigt, der Induktionsfluß im Transformatorkern 2 von der Form der Fig. 2b. Nun wird auf die beiden Transformatorkerne noch je eine Spule S' bzw. S'' gewickelt, und diese beiden Spulen werden hintereinander geschaltet. Für die E.M.K., die in diesen beiden Spulen induziert wird, kommt es dann an auf die Summe der Induk-

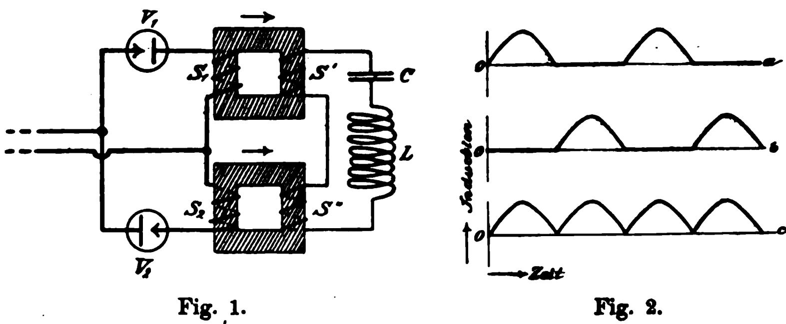


Fig. 1. Fig. 2.

tionsflüsse in den beiden Transformatorkernen. Diese muß nach den Fig. 2a und 2b einen zeitlichen Verlauf besitzen, wie ihn Fig. 2c bzw. die photographische Aufnahme[1]) Fig. 3 zeigt, d. h. ihre Frequenz ist doppelt so hoch, als diejenige (N) des verwendeten Wechselstroms. Eben so hoch muß demnach auch die Frequenz der E.M.K. sein, die in diesen Spulen induziert wird.

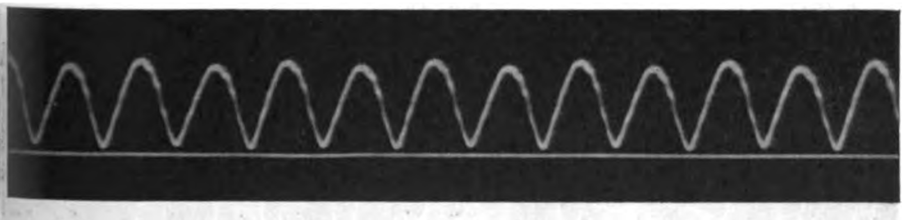


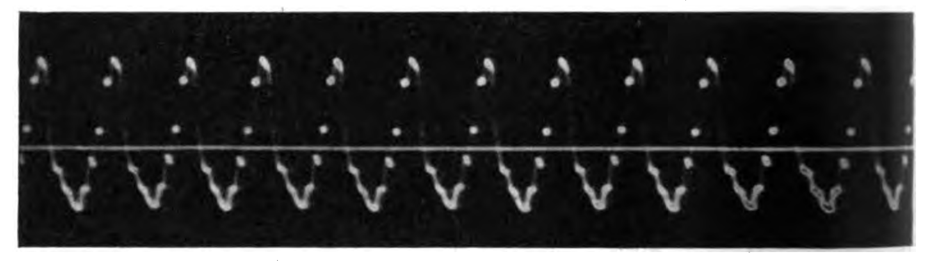
Fig. 3.

Daß sie nicht sinusförmig ist, sondern einen Verlauf besitzen kann[2]), wie ihn Fig. 4a zeigt, schadet nichts. Man kann trotzdem einen

1) Diese wie die folgenden oszillographischen Aufnahmen sind Momentaufnahmen mit der Braunschen Röhre (vgl. J. Zenneck, Phys. Ztschr. 14, 226, 1913).

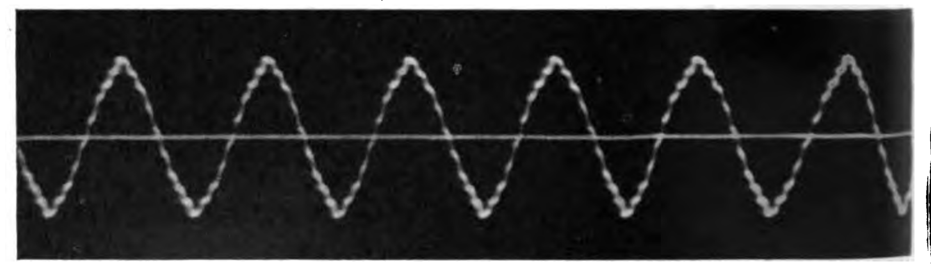
2) Primäre Stromquelle = 1,5 KW-Drehstrommaschine von Siemens-Schuckert Mod. MDG 131 (Spannungskurve der unbelasteten Maschine Fig. 4b). Transformatoren = 1,5 KW-Einphasentransformatoren von Bergmann Type SEL 1/5 für 550:(60+60) Volt, die auch bei den folgenden Versuchen verwendet wurden. Ventilzelle = Blei-Aluminium in 5$^0/_0$iger Ammoniumphosphatlösung.

praktisch sinusförmigen Strom (Fig. 5) von der Frequenz 2 N aus den Spulen S' und S'' entnehmen, wenn man an sie eine Selbstinduktion L und einen Kondensator C (Fig. 1) anschließt und durch die Dimen-



⟶ Zeit

Fig. 4a.



⟶ Zeit

Fig. 4b.

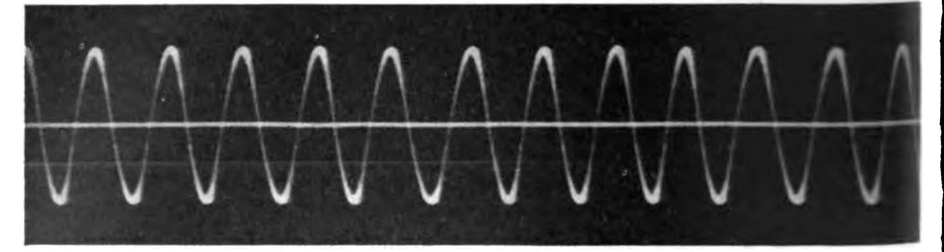


Fig. 5.

sionen von L und C dafür sorgt, daß der Kreis in Resonanz ist mit der Frequenz 2 N.

Um Ihnen besser als durch die photographische Aufnahme Fig. 5 zu zeigen, daß der Strom tatsächlich die doppelte Frequenz des Wechselstromes besitzt, läßt sich ein aus der Akustik wohlbekanntes Mittel verwenden, die Lissajousche Figur. Man schickt den ursprünglichen

Wechselstrom durch zwei Spulen mit vertikaler Achse, den transformierten Wechselstrom durch ein Spulenpaar mit horizontaler Achse und bringt zwischen beiden Spulenpaaren eine Braunsche Röhre an. Auf der Braunschen Röhre entsteht dann eine bekannte Lissajousche Figur (Fig. 6), die für das Frequenzverhältnis 1 : 2 charakteristisch ist.

Außer der Schaltung von Fig. 1 sind noch verschiedene andere möglich. Man kann vor allem die beiden Wickelungen S_1 und S_2

Fig. 6.

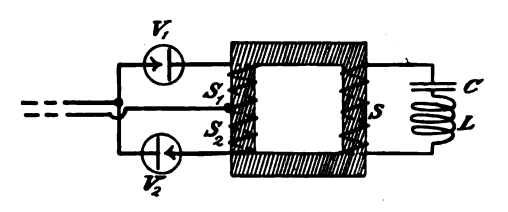


Fig. 7.

auf denselben Kern wickeln (Fig. 7). Man erhält dadurch eine starke Beeinflussung der beiden Zweige S_1 und S_2. Das Resultat in dem angeschlossenen Kondensatorkreis ist aber auch hier ein Wechselstrom

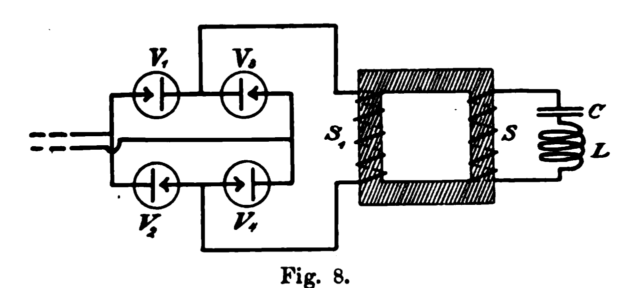


Fig. 8.

von der Frequenz 2 N. Man kann die beiden Wickelungen S_1 und S_2 auch durch eine einzige Wickelung ersetzen, muß aber dann zwei Paare von Ventilzellen in der Schaltung von Fig. 8 verwenden. Während der einen Halbperiode geht dann der Strom in der Richtung $V_1\, S_1\, V_4$, während der anderen Halbperiode in der Richtung $V_3\, S_1\, V_2$. Der Induktionsfluß im Eisenkern wird auch hier von der Form der Fig. 2c. Will man die Anordnung für Hochfrequenz verwenden, so kann es sich empfehlen, auch den primären Kreis als

Kondensatorkreis auszubilden und den primären Kondensatorkreis auf die Frequenz des untransformierten Stromes abzustimmen.

2. Die zweite Methode[1]) beruht auf den magnetischen Eigenschaften des Eisens. Wenn man einen Eisenkern mit einer Wickelung versieht, Strom hindurchschickt und den Strom allmählich steigert, so ist bekanntlich die Induktion im Eisenkern nicht proportional der Stromstärke. Sie steht vielmehr zu der Stromstärke in einer Beziehung, welche die Magnetisierungskurve (Fig. 9) ausdrückt; insbesondere wächst

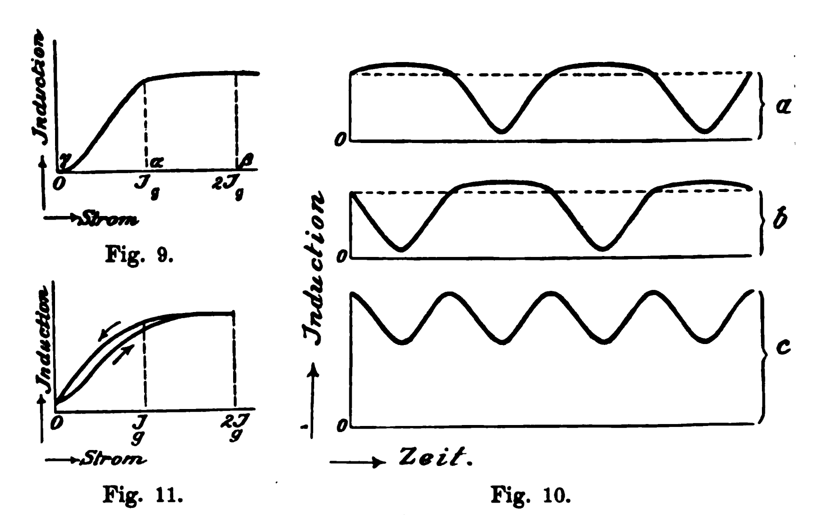


Fig. 9.

Fig. 11.

Fig. 10.

von einem bestimmten Werte an, dem „Knie" der Magnetisierungskurve, die Induktion bei Steigerung der Stromstärke nur noch sehr wenig.

Es sollen nun auf den Eisenkern zwei Wickelungen derselben Wickelungszahl gewickelt werden. Die eine wird mit einem Gleichstrom I_g beschickt von einer Stärke, daß die Induktion sich gerade am Knie der Magnetisierungskurve befindet. Durch die zweite schicken wir einen Wechselstrom I, dessen Amplitude der Einfachheit halber gleich I_g angenommen werden soll. Es soll ferner vorausgesetzt werden, daß die Induktion im Eisenkern diejenige ist, welche der Summe des Stromes $I+I_g$ nach der Magnetisierungskurve Fig. 9 ent-

1) Epstein, D. R. P. Nr. 149761, 1902. Graf G. von Arco, Jahrb. d. drahtl. Tel. 7, 90, 1913 (Vortrag auf der Naturforscherversammlung, Münster 1912).



spricht[1]). Betrachten wir diejenige Halbperiode, in welcher der Wechselstrom und Gleichstrom dieselbe Richtung haben, so steigt die Induktion über den Wert am Knie nur wenig an. Der zeitliche Verlauf der Induktion wird also während dieser Halbperiode ungefähr derjenige der ersten Halbperiode von Fig. 10a (vgl. Fig. 9 zwischen α und β) sein. In der nächsten Halbperiode dagegen, wenn der Wechselstrom die entgegengesetzte Richtung wie der Gleichstrom hat, ist die Induktion bestimmt durch die Differenz von Gleich- und Wechselstrom; sie fällt also während dieser Halbperiode (vgl. Fig. 9 zwischen α und γ und Fig. 10a) bis zum Werte Null ab.

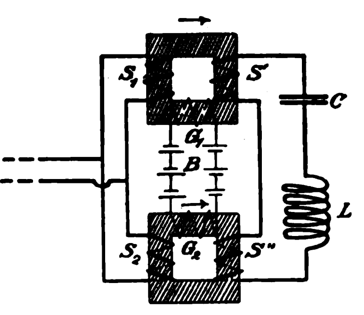


Fig. 12.

Wir können nun eine Schaltung (Fig. 12), ähnlich wie bei den Ventilzellen, verwenden. Wir verzweigen den Wechselstrom, dessen Frequenz wir transformieren wollen, wickeln jeden der zwei Zweige S_1 und S_2 auf einen Transformatorkern und zwar in entgegengesetztem Sinne. Auf die beiden Transformatorkerne wickelt man noch je eine Spule G_1 bzw. G_2 und schickt durch sie Gleichstrom von einer Stärke, daß die Induktion in beiden Transformatorkernen, und zwar

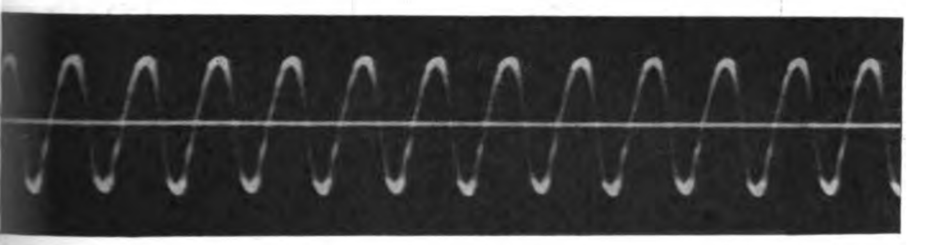


Fig. 13.

in derselben Richtung, bis zum Knie getrieben wird. Dann ist die Induktion im ersten Transformator von der Form der Kurve in Fig. 10a, die Induktion im zweiten Transformator von der Form der Kurve Fig. 10b. Der gesamte Induktionsfluß durch die Spulen S' und S'',

1) Wenn der magnetisierende Strom zwischen dem Werte Null und dem Werte $2I_0$ oszilliert, so ist tatsächlich der Verlauf der magnetischen Induktion im Eisen nicht durch die magnetische Kurve Fig. 9 bestimmt, sondern durch eine Kurve, die ungefähr die Gestalt von Fig. 11 hat.

die wir auf die beiden Transformatorkerne, und zwar in demselben Wickelungssinn, wickeln und an den Kondensatorkreis LC (Fig. 12) anschließen, muß dann von der Form der Kurve von Fig. 10c sein. Er besitzt also doppelt so hohe Frequenz wie der ursprüngliche Wechselstrom, und dasselbe gilt dann von der E.M.K. und dem Strom



⟶ Zeit

Fig. 14.

in dem angeschlossenen Kondensatorkreis, der auf diese Frequenz abgestimmt wird.

Fig. 13 [1]) stellt z. B. unter den oben angegebenen Bedingungen den zeitlichen Verlauf der E.M.K. dar bei starkem Gleichstrom I_g, Fig. 14 dasselbe bei schwachem Gleichstrom I_g. Fig. 15 ist die Lissajousche Figur, die durch den untransformierten und transfor-

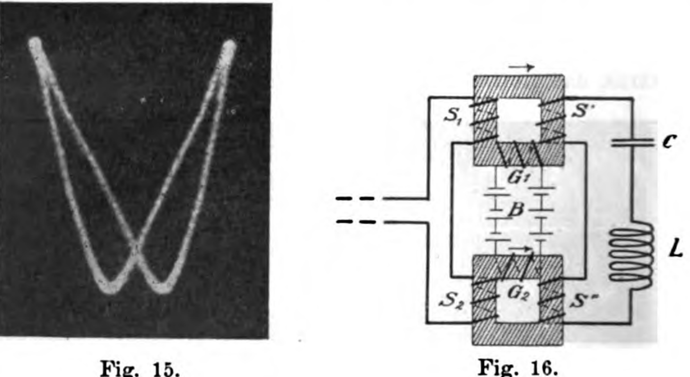


Fig. 15. Fig. 16.

mierten Wechselstrom auf dem Schirm der Braunschen Röhre erhalten wurde. Sie beweist, daß der transformierte Strom die doppelte Frequenz besitzt.

1) Bei den Versuchen wurden 2 der in Fußnote 1 S. 415 näher angegebenen Transformatoren und zwar in folgender Weise verwendet: Die Spulen S_1 und S_2 waren je eine 550 Volt-Wickelung, die Spulen S' und S'' und ebenso auch die Spulen G_1 und G_2 waren je eine 60 Volt Wickelung. Der Gleichstrom wurde einer Akkumulatoren-Batterie (B Fig. 12) entnommen.

Auch hier läßt sich die Schaltung von Fig. 12 variieren, insbesondere wird man zweckmäßig die Spulen S_1 und S_2 in Serie statt parallel schalten (Fig. 16); ferner kann man den Primärkreis als Kondensatorkreis ausbilden.

3. Die dritte Methode[1]) verwendet gleichfalls die magnetischen Eigenschaften des Eisens und zwar, um eine Transformation auf

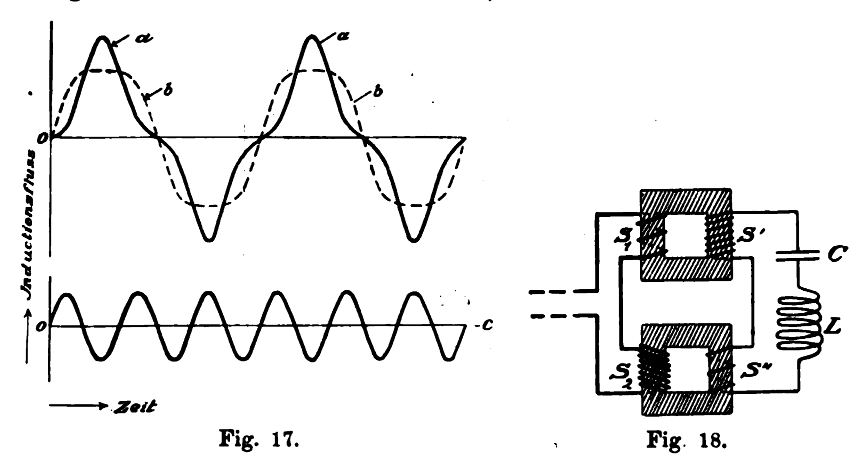


Fig. 17. Fig. 18.

die dreifache Frequenz herbeizuführen. Sie beruht auf folgenden Tatsachen, die im engsten Zusammenhang mit dem in 2. Ausgeführten stehen. a) Wenn durch eine Spule auf einem Eisenkern Wechselstrom hindurchgeschickt wird, und die Ampère-Windungszahl ist so gewählt,

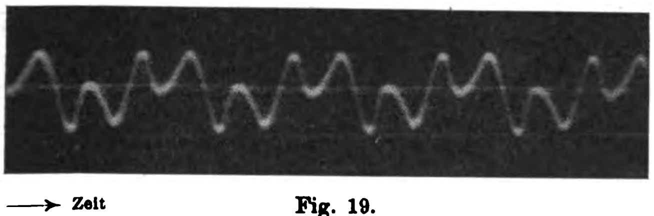


Fig. 19.

daß die magnetische Induktion im Eisenkern verhältnismäßig niedrige Werte erhält, jedenfalls nicht das Knie der Magnetisierungskurve erreicht, so erhält man im Eisenkern einen Induktionsfluß von ungefähr der Form von Fig. 17a. b) Wählt man dagegen die Ampère-Windungszahl so, daß das Knie der Magnetisierungskurve bei weitem überschritten

1) M. Joly, La lum. él. 14, 195, 1911.

wird, so erhält man einen Induktionsfluß von ungefähr der Gestalt Fig. 17b, da die Induktion sehr wenig zunimmt, sobald sie das Knie überschritten hat.

Man kann diese Tatsachen in folgender Weise (vgl. Fig. 18) zur Transformation auf die dreifache Frequenz verwenden. Man schickt

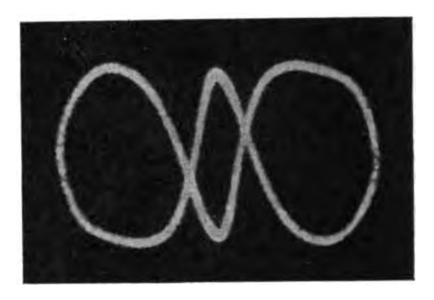
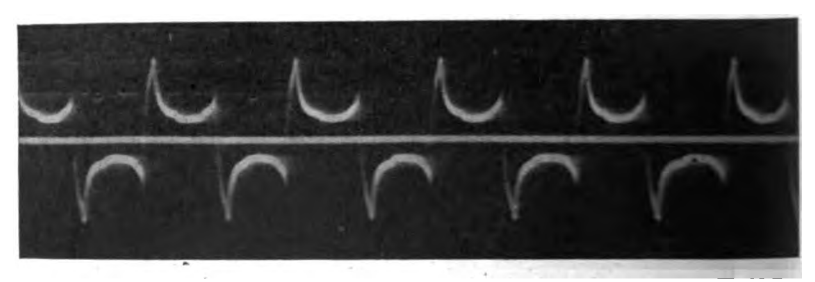


Fig. 20.

den zu transformierenden Wechselstrom durch eine Transformatorspule S_1 und eine Transformatorspule S_2, und stellt beim Transformator 1 die Verhältnisse des Falles a) her, beim Transformator 2 diejenigen des Falles b). Wickelt man dann auf die beiden Transformatoren noch je eine Spule S' bzw. S'' und ist der Wickelungssinn



⟶ Zeit Fig. 21.

von S_1 und S_2 entgegengesetzt, so ist der gesamte Induktionsfluß durch die Spulen S' und S'' = der Differenz der Induktionsflüsse von Fig. 17a und b, also von der Form Fig. 17c. Er besitzt also die dreifache Frequenz des ursprünglichen Wechselstromes.

Die E.M.K., die wir bei unserer Anordnung[1]) in den Spulen S'

1) Bei meinen Versuchen war S_1 und S'' die 60 Volt-Wickelung, S_2 und S' die 550 Volt-Wickelung je eines der auf S. 415, Fußnote 1, näher

und S'' bekommen, ist in Fig. 19[1]) dargestellt. Die Lissajousche Figur, welche der transformierte Strom in dem Kondensatorkreis LC, der auf die dreifache Frequenz abgestimmt ist, zusammen mit dem untransformierten Strom liefert, ist in Fig. 20 wiedergegeben: sie beweist, daß der Strom im Kondensatorkreis eine dreimal so hohe Frequenz besitzt wie der ursprüngliche Wechselstrom und von der Sinusform nur wenig abweicht.

Auch bei dieser Methode sind natürlich verschiedene Variationen der Schaltung möglich.

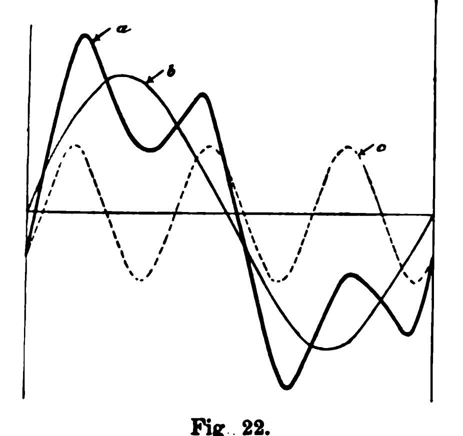


Fig. 22.

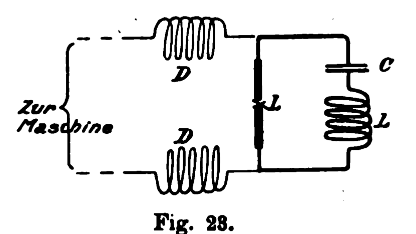


Fig. 23.

4. Die vierte Methode[1]) endlich benutzt eine Eigenschaft des Wechselstromlichtbogens. Bekanntlich kann die Spannung eines Wechselstromlichtbogens eine Form haben ähnlich derjenigen von Fig. 21.

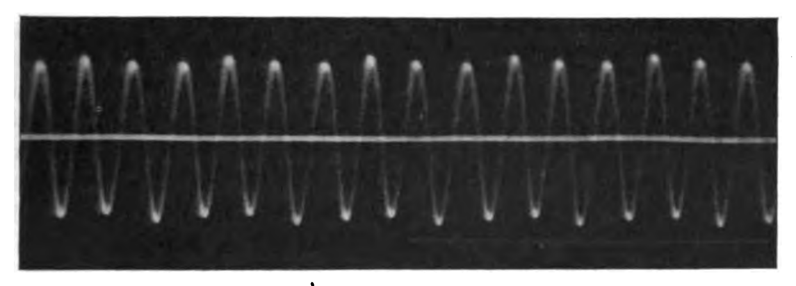


Fig. 24.

Jedem, der etwas von der Fourierschen Zerlegung weiß, wird sofort die Idee kommen, daß man eine solche Kurve zerlegen kann in eine

angegebenen Transformatoren. — Fig. 19 zeigt, daß die Grundschwingung nicht ganz eliminiert ist: Ich legte aber mehr Wert darauf bei meinen Demonstrationen mit möglichst einfachen experimentellen Hilfsmitteln auszukommen.

1) J. Zenneck, Phys. Ztschr. 13, 953, 1913.

Grundschwingung und in eine dritte harmonische (vgl. Fig. 22: Kurve $a = b + c$). Wenn man also an einem solchem Lichtbogen einen Kondensatorkreis anlegt (vgl. Fig. 23), so wirkt auf ihn, außer der Spannungskomponente, welche die Frequenz N des Wechselstromes besitzt, noch eine Spannungskomponente von dreimal so hoher Frequenz. Stimmt man den Kondensatorkreis auf diese dreimal höhere Frequenz ab, so reagiert er fast nur auf diese und man erhält in ihm einen fast reinen Strom von der Frequenz $3N$, also eine Transformation der Frequenz auf den dreifachen Wert.

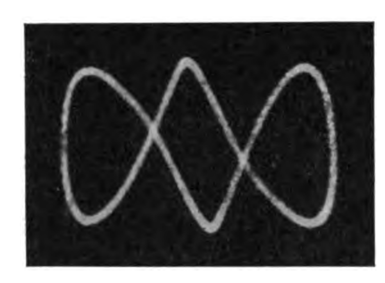


Fig. 25.

Fig. 24 zeigt die Schwingungskurve des transformierten Stromes bei meiner Anordnung. Fig. 25 die Lissajousche Figur des transformierten mit dem untransformierten Strom. Die Schwingung, die man in dem Kondensatorkreis erhält, kann sehr bedeutende Energie besitzen. Bei einer Bogenspannung von etwa 60 $\text{Volt}_{\text{eff.}}$ kann die effektive Spannung am Kondensator weit über 1000 Volt betragen.

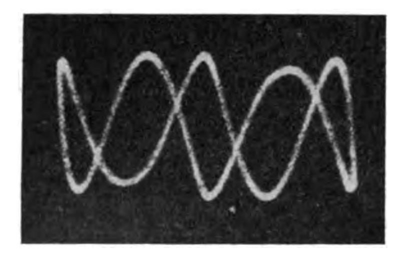


Fig. 26.

Die Anordnung von Fig. 23 gestattet auch die Frequenz auf einen höheren Wert hinaufzutransformieren als auf den dreifachen. Man kann die Frequenz auf den fünf-, sieben-, neunfachen usw. Wert des ursprünglichen Wechselstromes treiben, wenn man den Kondensatorkreis auf die betreffende Frequenz abstimmt. Fig. 26 zeigt z. B. die Lissajousche Figur bei einer Transformation auf den fünffachen Wert, Fig. 27 bei der Transformation auf die siebenfache Frequenz. —

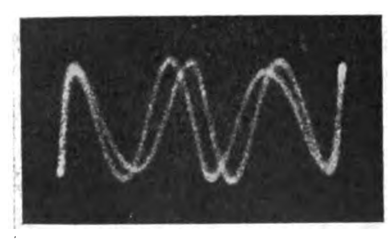


Fig. 27.

Bei allen diesen Methoden ist die wesentliche Frage die, ob sie sich auch für die Frequenzen der drahtlosen Telegraphie mit genügendem Wirkungsgrad verwenden lassen. Bei der zweiten Methode ist der Beweis dafür schon erbracht worden.[1]) Bei der ersten und vierten Methode haben die bisherigen Versuche nur das eine ergeben, daß sie auch bei Hochfrequenz anwendbar sind. Wie hoch der Wirkungsgrad getrieben werden kann, lassen die bisherigen Versuche noch nicht erkennen.

Danzig-Langfuhr, Physik. Institut der Technischen Hochschule.

1) Vgl. Graf G. von Arco, Jahrb. d. drahtl. Tel. 7, 90, 1913.

(Eingesandt 6. Mai 1913.)

Adresse des Autors: Direktor d. Phys. Inst. d. Technischen Hochschule Danzig-Langfuhr.

Eine Methode zur Messung der wirksamen Kapazität von Antennen.[1])

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt.)

Von **Hermann Behnken.**

§ 1. Um den Dämpfungswiderstand eines Senders zu ermitteln, benutzt man die Formel:

$$\delta = \pi \cdot W \cdot \sqrt{\frac{C}{L}}$$

wo unter δ das Dämpfungsdekrement, unter W der Dämpfungswiderstand und unter C und L wirksame Kapazität und Selbstinduktion des Senders zu verstehen sind. Es müssen also außer δ noch C und L oder wegen der Thomsonschen Formel zwei von den Größen λ, C, L bekannt sein. L und C sind bei einer geradlinigen Antenne stark abhängig von der Frequenz, wenn man sich der Eigenschwingung nähert. Die in der Praxis üblichen Meßmethoden für die Kapazität[2]) nehmen darauf keine Rücksicht. Sie liefern brauchbare Resultate nur

1) Autoris. Abdruck aus der Physik. Ztschr. 14, 430, 1913.

2) Vgl. J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, S. 195 ff.

bei niedrigen Frequenzen, wo sie die statische Kapazität, d. h. einen oberen Grenzwert ergeben. Bei hohen Frequenzen versagen sie. Die einzige strenge Methode, die wirksame Kapazität zu messen, rührt her von C. Fischer[1]). Sie besteht darin, daß man $L \cdot C$ und $\frac{C}{L}$ bestimmt, und zwar $L \cdot C$ durch Messung von λ, und $\frac{C}{L}$ durch Messung der Dekrementsvergrößerung δ, die durch Einschaltung eines bekannten Widerstandes R hervorgerufen wird. Es gilt nämlich die Gleichung:

$$\delta = \pi \cdot R \cdot \sqrt{\frac{C}{L}}$$

Gegen die Fischersche Methode ist theoretisch nichts einzuwenden. Doch wird eine hinreichende Genauigkeit in der Praxis nicht erreicht, da die Dekrementsbestimmungen zu schwierig und umständlich sind, worauf neuerdings A. Esau[2]) besonders hingewiesen hat.

§ 2. Im folgenden soll eine neue strenge Methode beschrieben werden, die es erlaubt, die wirksame Kapazität einer Antenne mit Hilfe weniger, leicht ausführbarer Messungen für eine beliebige Frequenz zu bestimmen.

Der Gedankengang ist folgender: Die in Fig. 1 dargestellte Schaltung läßt sich auffassen als ein gekoppeltes System, das aus zwei Kreisen I und II besteht, die durch die Spule L_1 sowohl galvanisch als induktiv gekoppelt sind. C_1 soll so eingestellt sein, daß der geschlossene Kreis, bestehend aus L_1 und C_1, dieselbe Wellenlänge aufweist wie der offene Kreis: Antenne—Spule L_1—Erde. Bezeichnet man die wirksame Kapazität der Antenne mit C_A, die wirksame Selbstinduktion mit L_A, so ist:

$$L_1 \cdot C_1 = (L_1 + L_A) \cdot C_A$$

$$\frac{L_1}{L_1 + L_A} = \frac{C_A}{C_1}$$

Der Koppelungsfaktor k der beiden Kreise I und II ist

$$k = \sqrt{\frac{L_{\mathrm{I\,II}} \cdot L_{\mathrm{II\,I}}}{L_{\mathrm{I}} \cdot L_{\mathrm{II}}}}$$

Es ist aber in unserem Falle:

1) C. Fischer, Ann. d. Phys. (4) 32, 979, 1910.
2) A. Esau, Phys. Ztschr. 13, 658, 1912.

$$L_{\text{I II}} = L_{\text{II I}} = L_{\text{I}} = L_1$$

und

$$L_{\text{II}} = L_1 + L_A$$

Man kann daher schreiben:

$$k = \sqrt{\frac{L_1}{L_1 + L_A}} = \sqrt{\frac{C_A}{C_1}}$$

oder

$$\underline{C_A = k^2 \cdot C_1} \quad ^{1)}$$

k ist leicht zu bestimmen durch Messung der beiden Koppelungswellen λ_1 und λ_2 nach der Formel:

$$k = \frac{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}$$

Falls nur eine der beiden Koppelungswellen gemessen wird, kann man zur Not auch die gemeinsame Welle λ zu Hilfe nehmen, und nach der Formel

$$k = \frac{\lambda_1^2 - \lambda^2}{\lambda^2} = \frac{\lambda^2 - \lambda_2^2}{\lambda^2}$$

rechnen. Der Gang der Messung ist hiernach folgender: Man schaltet Antenne und Erde an die Enden einer Spule L_1 von passender Größe und mißt die Wellenlänge λ dieses Gebildes. Darauf ersetzt man die Antenne durch einen zu L_1 parallel geschalteten, geeichten Drehkondensator und stellt diesen so ein, daß sich wieder die Wellenlänge λ ergibt. Die Kapazität des Kondensators in dieser Einstellung ist C_1. Nun wird, wie in Fig. 1 gezeichnet ist, die Antenne wieder hinzugeschaltet. Dann lassen sich die beiden Koppelungswellen λ_1 und λ_2 messen, aus denen dann k folgt.

---

1) Berücksichtigt man in der Thomsonschen Formel die Dämpfungsdekremente der beiden Kreise δ_1 und δ_2, so erhält man die Gleichung:

$$\frac{L_1}{L_1 + L_A} = \frac{C_A}{C_1} \cdot \frac{1 + \left(\frac{\delta_2}{2\pi}\right)^2}{1 + \left(\frac{\delta_1}{2\pi}\right)^2} = k^2$$

Die hierdurch hervorgerufene Änderung von C_A ist sehr gering, da für die Größe des Korrektionsfaktors nicht einmal die Dekremente selbst in Frage kommen, sondern nur deren Unterschied. Nimmt man den extremen Fall an, daß die Dämpfung des einen Kreises 0,3, die des anderen 0 sei, so beträgt die Korrektion für C_A nur etwa 2 Promille. Die Dämpfungen können also in allen praktischen Fällen vernachlässigt werden.

§ 3. Um die mit dieser Methode gefundenen Ergebnisse mit den Forderungen der Theorie vergleichen zu können, wollen wir ausrechnen, wie sich für einen frei im Luftraum ausgespannten Draht als Antenne die wirksame Kapazität als Funktion der Frequenz darstellt. Dazu wird ein Ansatz benutzt, der von Drude[1]) aufgestellt worden ist. In der in Fig. 2 dargestellten Schaltung denken wir uns ein Koordinatensystem so gelegt, daß die z-Achse in Richtung der Antenne weist. Der Koordinatenanfangspunkt fällt mit dem unteren Endpunkt der

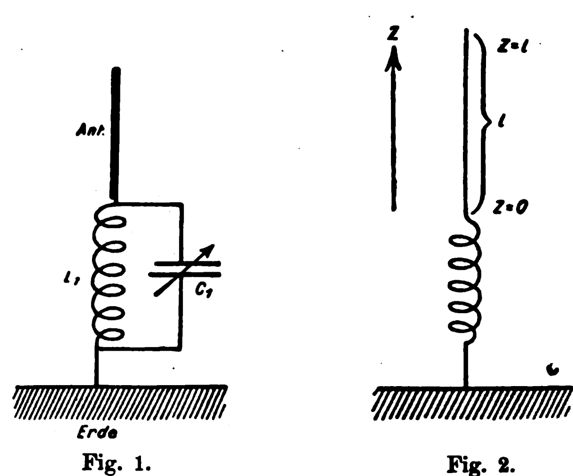


Fig. 1. Fig. 2.

Antenne zusammen. Die Länge der Antenne sei l. Die Eigenschwingung des Systems habe die Wellenlänge λ. Dann kann man die Stromstärke i in der Antenne in folgender Form ausdrücken:

$$i = A \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T} \sin 2\pi \frac{l - z}{\lambda}$$

oder wenn man statt λ und T die Frequenz $\omega = \frac{2\pi}{T}$ einführt:

$$i = A \cdot \sin(\omega t) \cdot \sin \frac{\omega}{c'}(l - z)$$

Hier ist c' die Geschwindigkeit, mit der sich die Welle längs der Antenne ausbreitet. A ist die Amplitude und T die Schwingungsdauer. Bezeichnet man die auf der Länge dz der Antenne befindliche Ladung mit $e \cdot dz$, so gilt die Beziehung:

1) Vgl. z. B. P. Drude, Ann. d. Phys. (4) 11, 957, 1903.

$$\frac{\partial \mathfrak{e}}{\partial t} = -\frac{\partial i}{\partial z} = \frac{A\,\omega}{c'} \cdot \sin \omega\, t \cdot \cos \frac{\omega}{c'} \cdot (l - z)$$

$$\mathfrak{e} = \frac{A \cdot \omega}{c'} \cdot \cos \frac{\omega}{c'} (l - z) \cdot \int \sin \omega\, t \cdot d\, t$$

$$\mathfrak{e} = -\frac{A}{c'} \cdot \cos \frac{\omega}{c'} (l - z) \cdot \cos \omega\, t + K$$

Die Integrationskonstante K bedeutet eine übergelagerte statische Ladung, die für die weitere Betrachtung belanglos ist. Sie werde $= 0$ gesetzt. Die Gesamtladung der Antenne ist:

$$\mathfrak{E} = \int_{z=0}^{z=l} \mathfrak{e} \cdot d\, z = -\frac{A}{\omega} \cdot \cos \omega\, t \cdot \sin \frac{\omega\, l}{c'}$$

Nimmt man nun an, daß die statische Kapazität auf der Antenne gleichmäßig verteilt ist und bezeichnet den auf die Längeneinheit fallenden Teil mit C, so wird die Spannung im Punkte z der Antenne berechnet zu:

$$V_z = \frac{\mathfrak{e}}{C} = -\frac{A}{c' \cdot C} \cdot \cos \frac{\omega}{c'} (l - z) \cdot \cos \omega\, t$$

Das Maximum der Spannung liegt bei $z = l$:

$$V_m = -\frac{A}{c' \cdot C} \cdot \cos \omega\, t$$

Denkt man sich die Kapazität der Antenne durch einen Kondensator ersetzt, so würde V_m die Spannungsdifferenz seiner Belegungen sein. Es ist also die wirksame Kapazität der Antenne:

$$C_A = \frac{\mathfrak{E}}{V_m} = \frac{c' \cdot C \cdot \sin \frac{\omega\, l}{c'}}{\omega}$$

Diese Formel gibt also an, in welcher Weise die wirksame Kapazität einer Antenne von der Frequenz, in welcher sie erregt wird, abhängig ist. Für den Fall einer unendlich langsamen Schwingung, d. h. $\omega = 0$, wird:

$$C_A = C \cdot l$$

Die Antenne wirkt also mit ihrer ganzen statischen Kapazität. Für den Fall der Eigenschwingung, d. h. $\omega = \frac{2\pi c'}{4\,l}$, ergibt sich:

$$C_A = \frac{2lC}{\pi}$$

Die Kapazität sinkt also auf den $\frac{\pi}{2}$ ten Teil der statischen Kapazität. Streng gelten diese Formeln nur, wenn die Kapazität längs der Antenne gleichmäßig verteilt ist, nicht also bei Schirmantennen, oder wenn die gleichmäßige Verteilung der Kapazität durch angenäherte Leiter oder dergleichen gestört ist.

§ 4. Die oben beschriebene Meßmethode wurde nunmehr angewendet auf die größte der Antennen des Telegraphen-Versuchsamts.

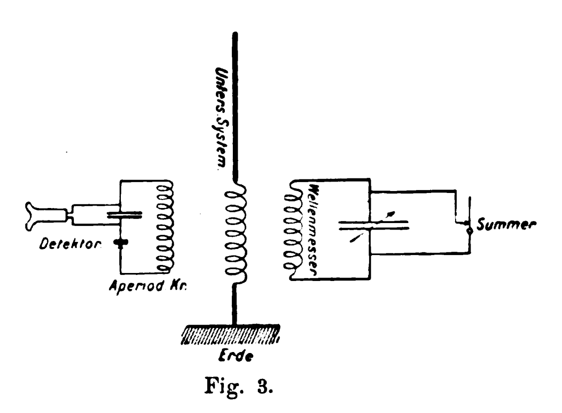


Fig. 3.

Diese besteht aus einem 3 mm dicken und 270 m langen Bronzedraht, der vom Dache des Telegraphen-Versuchsamts zum Dache des preußischen Abgeordnetenhauses horizontal ausgespannt ist.

Die Wellenlängenmessungen wurden so vorgenommen, daß der zu messende Kreis mit der Spule eines Wellenmessers lose gekoppelt wurde. Der Wellenmesser wurde mit Summer erregt. Bei der Resonanzeinstellung des Wellenmessers werden in dem untersuchten Kreise Schwingungen hervorgerufen, die mit Hilfe eines aperiodischen Detektorkreises im Telephon abzuhören sind. Der aperiodische Kreis darf dabei nur mit dem untersuchten Kreise, nicht zugleich mit dem Wellenmesserkreise gekoppelt sein. Die benutzte Schaltung wird durch Fig. 3 erläutert.

Die hiermit gewonnenen Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

λ	C_1	λ_1	λ_2	k	C_A
1612 m	53,2 m	1988 m	1150 m	0,500	13,3 m
1900	31,9	2495	1095	0,687	15,08
2230	26,9	3040	1088	0,773	16,1
3920	21,0	5380	1043	0,935	18,25
4930	18,8	6960	117	0,990	18,6
6800	19,0	—	—	—	19,0

Die Eigenschwingung der Antenne ergab sich zu $\lambda_0 = 1340$ m. Aus dieser Zahl läßt sich der Wert von c' bestimmen. Es ist nämlich ω_0, d. h. die Eigenfrequenz, gleich

$$\frac{2\pi c}{\lambda_0} = \frac{2\pi c'}{4l}$$

$$c' = c \cdot \frac{4l}{\lambda_0} = 2{,}32 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

Da die statische Kapazität der Antenne 19,0 m beträgt, so findet man für C den Wert:

$$\frac{19}{270} = 0{,}070 \ldots\ldots \text{m}$$

Da die praktisch benutzten Wellenmesser meist für die sogenannte Wellenlänge $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, nicht für Frequenzen geeicht sind, so wollen wir in die oben abgeleitete Formel für den Vergleich mit den Messungen an Stelle der Frequenz ω die Wellenlänge λ einführen. Die Formel lautet dann:

$$C_A = \frac{\lambda \cdot C \sin\left[\frac{2\pi l}{\lambda} \cdot \frac{c}{c'}\right]}{2\pi \frac{c}{c'}}$$

Berechnet man die wirksame Kapazität der benutzten Antenne für verschiedene Wellenlängen nach dieser Formel, indem man für c' und C die gefundenen Werte einsetzt, so findet man die in folgender Tabelle zusammengestellten Werte.

λ	C_A	λ	C_A
1500 m	12,9 m	5000 m	18,46 m
2000	15,38	6000	18,60
3000	17,34	7000	18,72
4000	18,10		

Fig. 4 gibt einen Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten Werten in graphischer Darstellung. Es sind als Abszissen die Wellenlängen, als Ordinaten die Werte für die wirksame Kapazität aufgetragen. Wie man sieht, sind die Abweichungen der Kurven voneinander gering. Soweit sie die Fehlergrenze der Messung überschreiten, erklären sie sich daraus, daß eben die von der Theorie voraus-

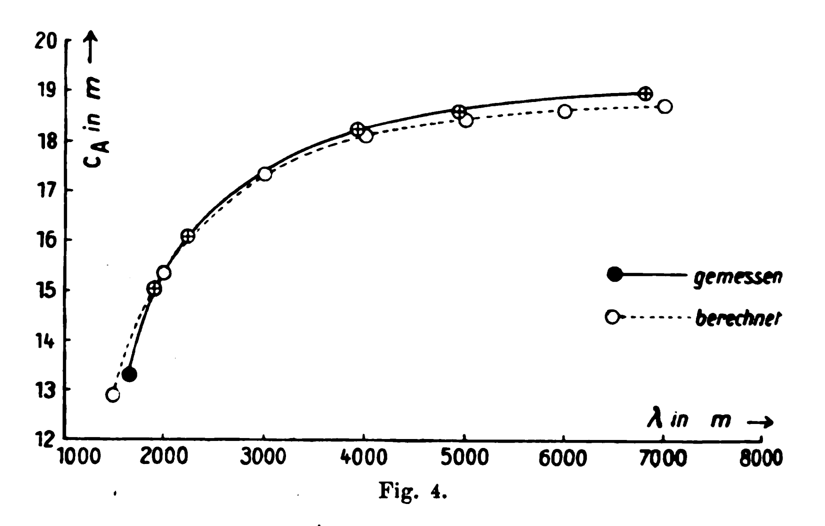


Fig. 4.

gesetzte gleichmäßige Verteilung der Kapazität in der Tat nicht streng vorhanden ist.

§ 5. Für die Messung der wirksamen Selbstinduktion ist die Brauchbarkeit der Methode beschränkt. Man macht dazu Gebrauch von der Beziehung:

$$L_A = L_1 \left(\frac{1 - k^2}{k^2} \right)$$

Um die beiden Koppelungswellen mit ausreichender Genauigkeit messen zu können, darf man k nicht zu gering werden lassen. Andererseits muß sich aber k noch gehörig von 1 unterscheiden, da die Bestimmung von k sonst eine praktisch schwer erreichbare Genauigkeit erfordert. Die Anwendbarkeit der Methode beschränkt sich also auf mittlere Werte von k.

§ 6. Die beschriebene Methode kann auch von Nutzen sein für die Bestimmung der wirksamen Kapazität einer frei endigenden Spule. Diese zeigt eine analoge Abhängigkeit von der Frequenz wie eine ein-

fache Antenne. Es gilt auch für diesen Fall die oben abgeleitete Formel, wenn nur die Voraussetzung der gleichmäßigen Verteilung der statischen Kapazität erfüllt ist. Für die Messung verlängert man die untersuchte Spule L_x durch eine kleine Spule L_1, die so bemessen sein muß, daß die wirksame Kapazität von L_1 gegen die von L_x vernachlässigt werden darf. Es ist dabei darauf zu achten, daß sich beide Spulen nicht etwa noch elektromagnetisch induzieren, da sonst die oben benutzte Beziehung:

$$L_{\mathrm{I\,II}} = L_{\mathrm{II\,I}} = L_1$$

ungültig wird. Hiernach wurde unter anderem die Kapazität einer großen Spule, wie sie von der Firma Hans Boas zur Demonstration der Seibtschen Sprühversuche geliefert wird, gemessen. Das Ergebnis war folgendes:

$$\lambda = 1682 \text{ m}, \quad C_1 = 4{,}00 \text{ m}, \quad \lambda_1 = 1956 \text{ m}$$
$$\lambda_2 = 1550 \text{ m}, \quad k = 0{,}228, \quad C_A = 20{,}86 \text{ cm}$$

Die Spule hat eine Höhe von reichlich 1 m und 40 cm Durchmesser. Sie besteht aus über 500 Windungen aus blankem Kupferdraht, die durch eine Zwischenlage von schellackgetränktem Bindfaden voneinander isoliert sind.

Eine kleinere Spule von ca. 70 cm Höhe und 30 cm Durchmesser aus etwa 2200 Windungen von besponnenem Kupferdraht ergab folgende Werte:

$$\lambda = 4880 \text{ m}, \quad C_1 = 32{,}9 \text{ m}, \quad \lambda_1 = 5040 \text{ m}$$
$$\lambda_2 = 4740 \text{ m}, \quad k = 0{,}0618, \quad C_A = 12{,}5 \text{ cm}$$

§ 7. Zusammenfassung. Die beschriebene Methode gestattet, die wirksame Kapazität einer Antenne für beliebige oberhalb der Eigenschwingung liegende Wellenlängen streng und zugleich bequem zu messen. Außerdem wird gezeigt, daß die nach dieser Methode an einer einfachen, horizontal ausgespannten Antenne ausgeführten Messungen mit der Theorie im Einklang sind. Die beschriebene Meßmethode ist außer für Antennen auch anwendbar für Spulen mit freiem Ende, wobei gewisse Vorsichtsmaßregeln zu beachten sind.

Berlin, 8. April 1913.

(Eingesandt 4. Juni 1913.)

Adresse des Autors: K. Telegr. Versuchsamt Berlin W 9. Königgrätzerstraße 20.

Kapazität von Drahtnetzen. Abhängigkeit vom Abstand der Drähte voneinander und von deren Durchmesser.

Von **P. O. Pedersen.**

Zur Beleuchtung dieser speziell für die Konstruktion von Antennen recht wichtigen Frage wollen wir im folgenden Berechnungen für einen einzelnen, besonders einfachen Fall durchführen, indem wir damit anfangen, das entsprechende Strömungsproblem zu betrachten.

1. In einer unbegrenzten, ebenen Platte von 1 cm Dicke und mit dem Leitungsvermögen k $\left(\frac{\text{cm}}{\text{Ohm} \cdot \text{cm}^2}\right)$ sind, wie in Fig. 1 gezeigt,

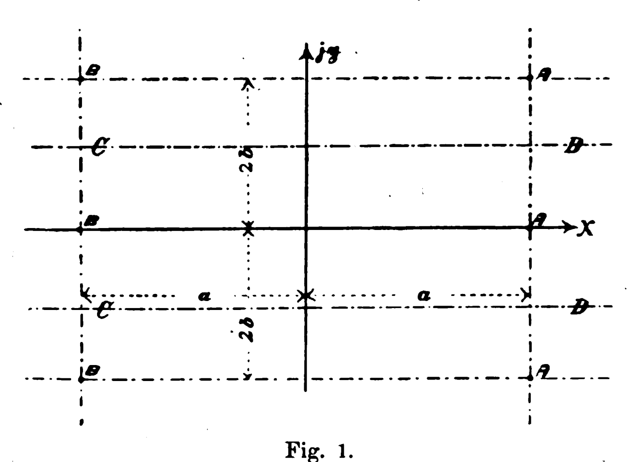


Fig. 1.

zwei Reihen dünner, zylindrischer Elektroden A und B angebracht. Die Elektroden werden als unendlich gut leitend angesehen, sie gehen ganz durch die Platte und bilden damit einen rechten Winkel.

Werden alle A-Elektroden auf dem Potential $+V$ gehalten, während alle B-Elektroden das Potential $-V$ haben, so werden von jeder A-Elektrode Ströme zur gerade gegenüberliegenden B-Elektrode gehen, und zwar nur zu dieser. — Die Linien AB werden Stromlinien sein. Dasselbe gilt von den Mittellinien CD dazwischen. — In der Mittelfläche $x = 0$ wird das Potential überall gleich Null sein.

Nennt man die Potential- und Stromfunktionen φ und ψ, so daß φ = konst. die Gleichung für eine Äquipotentialkurve ergibt, während

$\psi =$ konst. eine Stromlinie darstellt, und setzt man $z = x + j y$, so wird mit den in Fig. 1 gebrauchten Beziehungen

$$\varphi + j \psi = \frac{J}{2 \pi k} \left(\lg \frac{e^{\frac{\pi a}{b}} - e^{-\frac{\pi z}{b}}}{e^{\frac{\pi a}{b}} - e^{\frac{\pi z}{b}}} + \frac{\pi z}{b} \right) \tag{1}$$

eine Lösung des vorstehenden Problems sein, indem J der Strom ist, welcher von jeder einzelnen der Elektroden A ausgeht.

Daß Gleichung (1) wirklich eine Lösung ist, ist leicht zu ersehen (vgl. H. Weber, Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik I, § 183). φ befriedigt überall die Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0;$$

die Kurven $\psi =$ konst. sind orthogonal zu den Kurven $\varphi =$ konst.; φ und ψ sind überall regulär, ausgenommen in den Punkten A und B.

Endlich ist $\varphi + j \psi$ reell für $s = x \pm j n b$, wo n eine ganze Zahl ist; folglich ist ψ konstant für die genannten Werte von z, oder die Linien AB und CD sind Stromlinien. Man hat ferner

$\varphi(x + j y) = - \varphi(- x + j y)$ und $\psi(x + j y) = \psi(- x + j y)$.

Für $x = \pm \infty$ ist

$$\varphi = \pm \frac{J a}{2 k b}.$$

Aus Gleichung (1) erhält man:

$$\varphi = \frac{J}{4 \pi k} \cdot \left(\lg \frac{e^{\frac{2 \pi a}{b}} + e^{-\frac{2 \pi x}{b}} - 2 e^{\frac{\pi (a - x)}{b}} \cdot \cos \frac{\pi y}{b}}{e^{\frac{2 \pi a}{b}} + e^{\frac{2 \pi x}{b}} - 2 e^{\frac{\pi (a + x)}{b}} \cdot \cos \frac{\pi y}{b}} + \frac{2 \pi x}{b} \right). \tag{2}$$

Für

$$z = a + r e^{j \alpha} = a + r \cos \alpha + j r \sin \alpha,$$

wo r unendlich klein ist, wird dieser Ausdruck zu

$$\varphi = \frac{J}{2 \pi k} \left(\lg \left(e^{\frac{\pi a}{b}} - e^{-\frac{\pi a}{b}} \right) + \lg \frac{b}{\pi r} \right) \tag{3}$$

reduziert.

Sind die Elektroden runde Drähte mit dem Radius ϱ, so wird

der Widerstand R zwischen zwei einander gerade gegenüber befindlichen Elektroden bestimmt durch:

$$R = \frac{1}{\pi k}\left(\lg\left(e^{\frac{\pi a}{b}} - e^{-\frac{\pi a}{b}}\right) + \lg\frac{b}{\pi \varrho}\right). \quad (4)$$

Wenn das Verhältnis $\frac{b}{a}$ sehr klein ist, so nähert sich dieser Widerstand dem Wert

$$R = \frac{a}{k b} + \frac{1}{\pi k}\lg\frac{b}{\pi \varrho} \quad (5)$$

2. Werden die Elektroden unendlich lang gemacht, so bilden sie zusammen zwei unendlich große, ebene Drahtnetze. Nennt man den Teil der Kapazität der beiden Netze, welcher zwei einander gerade gegenüber befindlichen Drähten zu verdanken ist, C, gerechnet pro Zentimeter Länge der Drähte, dann hat man, wie bekannt:

$$R C = \frac{\varepsilon}{4 \pi k}, \quad (6)$$

wo ε die Dielektrizitätskonstante ist. Setzt man diese gleich 1, so ergeben Gleichungen (4) und (6):

$$C = \frac{1}{4\left(\lg\left(e^{\frac{\pi a}{b}} - e^{-\frac{\pi a}{b}}\right) + \lg\frac{b}{\pi \varrho}\right)}. \quad (7)$$

Ist $\frac{a}{b}$ sehr klein, so wird Gleichung (7) zu der bekannten Formel für die Kapazität einer Doppelleitung, nämlich:

$$C = \frac{1}{4\lg\frac{2a}{\varrho}} \quad (7_1)$$

reduziert.

Ist $\frac{a}{b}$ dagegen groß, so nähert sich Gleichung (7) dem folgenden Ausdruck:

$$C = \frac{1}{4\left(\frac{\pi a}{b} + \lg\frac{b}{\pi \varrho}\right)}. \quad (7_2)$$

3. Das Potential ist in der bei $x = 0$ bestimmten Ebene überall gleich Null; folglich wird die Kapazität zwischen einem Drahtnetz und

einer demselben parallelen, leitenden Fläche mit den in Fig. 2 gebrauchten Beziehungen bestimmt sein durch:

$$C = \frac{1}{2\left(\lg\left(e^{\frac{2\pi a}{d}} - e^{-\frac{2\pi a}{d}}\right) + \lg\frac{d}{2\pi\varrho}\right)}, \qquad (8)$$

Fig. 2.

wo C, wie vorher, die Kapazität ist, gemessen in Zentimetern, pro Zentimeter Länge eines der Drähte. Nennt man die durchschnittliche Kapazität pro Quadratzentimeter des Netzes C_0, so ist

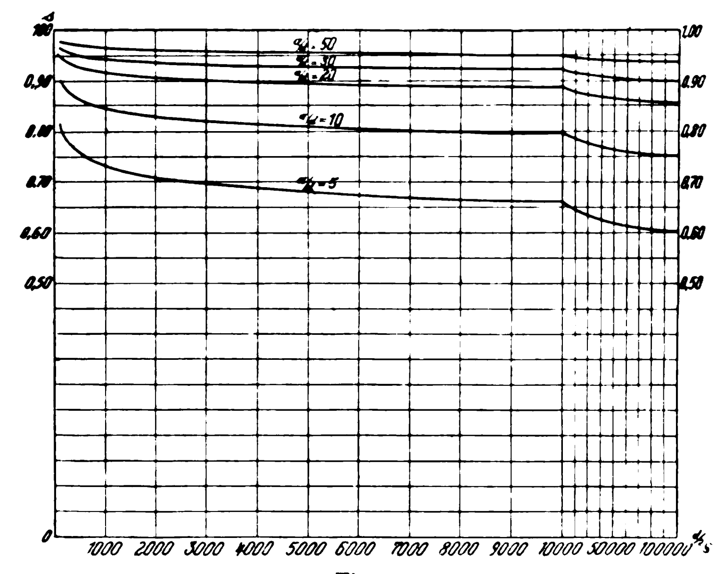


Fig. 3.

$$C_0 = \frac{1}{2\,d\left(\lg\left(e^{\frac{2\pi a}{d}} - e^{-\frac{2\pi a}{d}}\right) + \lg\frac{d}{2\pi\varrho}\right)}\,. \tag{9}$$

Ist a viel größer als d, so kann Gleichung (9) annähernd geschrieben werden:

$$C_0 = \frac{1}{4\pi a}\cdot\frac{1}{1+\frac{d}{2\pi a}\lg\frac{d}{2\pi\varrho}} = C_1\cdot s, \tag{10}$$

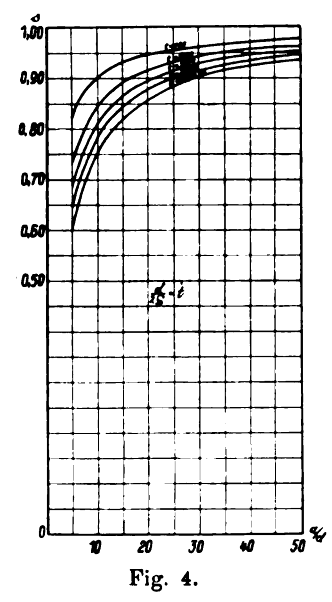


Fig. 4.

wo

$$C_1 = \frac{1}{4\pi a}$$

die Kapazität ist, welche man erhält, wenn das Drahtnetz durch eine Platte ersetzt wird, während

$$s = \frac{1}{1+\frac{d}{2\pi a}\lg\frac{d}{2\pi\varrho}} \tag{11}$$

ein Koeffizient ist. Fig. 3 und 4 zeigen graphisch, wie s von den Verhältnissen $\frac{d}{2\varrho}$ und $\frac{a}{d}$ abhängt.

4. Geht man davon aus — was annähernd der Fall sein wird —, daß die Oberflächendichte des Drahtes konstant ist, so wird die Normalkraft N an der Oberfläche der Drähte bestimmt durch

$$N = \frac{2}{\varrho}\cdot d\,C_0\,V = \frac{2}{\varrho}\,s\,d\,C_1\,V = \frac{s}{2\pi\varrho}\cdot\frac{d}{a}\cdot V\ \text{Volt/cm}, \tag{12}$$

wo V der Spannungsunterschied zwischen Netz und Platte ist.

Kopenhagen, im März 1913.

(Eingesandt 20. März 1913.)

Adresse des Autors: Kopenhagen, Amalievej 1.

Induktanz und Kapazität von linearen Leitern und die Bestimmung der Kapazität von horizontalen Antennen[1]).

Von **Louis Cohen.**

I.

In allen Problemen der Übertragung elektrischer Energie haben wir es mit linearen Leitern zu tun, die das verbindende Glied zwischen der Sendestelle und der Empfangsstelle bilden. Bei Verwendung von Wechselströmen sind Induktanz und Kapazität linearer Leiter von großer Bedeutung für den Wirkungsgrad der Anlage. Das wurde von den Elektrotechnikern früh erkannt, und es existiert hierüber eine umfangreiche Literatur mit Formeln, wobei jedoch aus der bekannten Beziehung zwischen Induktanz und Kapazität linearer Leiter wenig Vorteil gezogen wurde.

Im Falle der Ausbreitung elektrischer Wellen längs Drähten haben wir für die Ausbreitungsgeschwindigkeit

$$V^2 = \frac{1}{L\,C}$$

L ist die Induktanz in Zentimeter per Zentimeter und C ist die Kapazität in Zentimeter per Zentimeter in elektromagnetischen Einheiten. Für sehr hohe Frequenzen, für die wir den Strom auf die Oberfläche des Leiters beschränkt annehmen können, existiert kein magnetisches Feld innerhalb des Leiters und die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird gleich der Lichtgeschwindigkeit ($V = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec.). Die Induktanz eines linearen Leiters besteht aus zwei Teilen, der eine, der sehr klein ist, veranlaßt durch das magnetische Feld im Innern des Leiters und der andere durch das magnetische Feld im Außenraum; durch Vernachlässigung des ersteren werden wir für alle Frequenzen, die Beziehung haben

$$V^2 = \frac{1}{L\,C} \quad (V = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec.}) \qquad (1)$$

Wenn wir L in elektromagnetischen Einheiten und C in elektrostatischen Einheiten ausdrücken, werden wir haben $L\,C = 1$. Wenn

1) Wir bringen des besseren Verständnisses wegen den ganzen Aufsatz (s. Electrician vom 14. u. 21. Februar 1913), obwohl der erste Teil sich auf die Drahttelegraphie bezieht. Die Redaktion.

wir mit L_1 die Induktanz in mh. per Meile und mit C_1 die Kapazität in mf. per Meile bezeichnen, so erhalten wir

$$L_1\,C_1 = \frac{L\,C(1{,}61)^2 \cdot 10^{10}}{10^6 \cdot 9 \cdot 10^{20}} \cdot 10^{15} = \frac{286}{10^4}$$

Es ist also evident, daß, wenn entweder Induktanz, oder Kapazität linearer Leiter bekannt sind, wir die andere Größe nach Gleichung (1 bestimmen können. Ich habe von dieser Methode eine Anwendung gemacht, indem ich für die Kapazität der jetzt so gebräuchlichen horizontalen Antennen Formeln ableitete. Bevor wir hierzu übergehen, wollen wir Ausdrücke für die Kapazität verschiedener Anordnungen ableiten, von denen einige schon nach anderen Methoden gefunden wurden.

Wir wollen den Fall geerdeter Leiter betrachten, für welche die Kapazitäten nach elektrostatischen Prinzipien bestimmt wurden. Für einen einzelnen Leiter horizontal ausgespannt in der Höhe h über dem Erdboden und mit der Erde als Rückleitung, haben wir

$$L = 2\left\{\log_\epsilon \frac{2h}{a} + \frac{1}{4}\right\} \tag{2}$$

wo a den Radius des Drahtes bedeutet. Wenn wir den Teil der Induktanz infolge des magnetischen Feldes innerhalb des Drahtes selbst vernachlässigen (s. Heaviside „Collected Papers", Vol. I., p. 48), ist

$$L = 2\log_\epsilon \frac{2h}{a} \tag{3}$$

und deshalb

$$C = \frac{1}{2\log_\epsilon \frac{2h}{a}} \tag{4}$$

Wir betrachten jetzt den Fall von zwei parallel laufenden geerdeten Drähten. Durch Einwirkung einer Wechselspannung auf den ersten Draht, wird der zweite Draht sich wie die geschlossene Sekundäre eines Transformators verhalten, d. h. unter Vernachlässigung des Widerstandes haben wir

$$\left.\begin{aligned} L_1\frac{dI_1}{dt} + M\frac{dI_2}{dt} &= E\,e^{ipt} \\ L_2\frac{dI_2}{dt} + M\frac{dI_1}{dt} &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Aus diesen beiden Gleichungen finden wir die effektive Induktanz des ersten Leiters aus

$$\mathcal{L}_1 = (L_1 L_2 - M^2)/L_2 \tag{6}$$

und für den zweiten Leiter

$$\mathcal{L}_2 = (L_1 L_2 - M^2)/L_1 \tag{7}$$

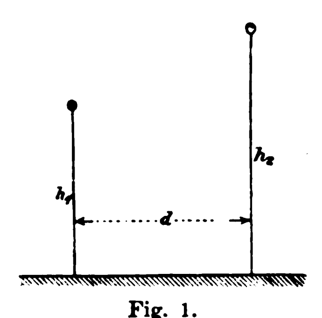


Fig. 1.

Die Ausdrücke für die Induktanzen L_1, L_2, M sind

$$\left.\begin{aligned} L_1 &= 2 \log_\epsilon \frac{2 h_1}{a_1} \\ L_2 &= 2 \log_\epsilon \frac{2 h_2}{a_2} \\ M &= \log_\epsilon \frac{d^2 + (h_1 + h_2)^2}{d^2 + (h_1 - h_2)^2} \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Die Substitution der Werte von Gleichung (8) in (6) und (7) ergibt

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{L}_1 &= \frac{\left(2 \log_\epsilon \frac{2 h_1}{a_1}\right)\left(2 \log_\epsilon \frac{2 h_2}{a_2}\right) - \left(\log_\epsilon \frac{d^2 + (h_1 + h_2)^2}{d^2 + (h_1 + h_2)^2}\right)^2}{2 \log_\epsilon \frac{2 h_2}{a_2}} \\ \mathcal{L}_2 &= \frac{\left(2 \log_\epsilon \frac{2 h_1}{a_1}\right)\left(2 \log_\epsilon \frac{2 h_2}{a_2}\right) - \left(\log_\epsilon \frac{d^2 + (h_1 + h_2)^2}{d^2 + (h_1 - h_2)^2}\right)^2}{2 \log_\epsilon \frac{2 h_1}{a_1}} \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Hieraus

$$\left.\begin{aligned}C_1 &= \frac{2\log_\epsilon \frac{2h_2}{a_2}}{\left(2\log_\epsilon \frac{2h_1}{a_1}\right)\left(2\log_\epsilon \frac{2h_2}{a_2}\right) - \left(\log_\epsilon \frac{d^2+(h_1+h_2)^2}{d^2+(h_1-h_2)^2}\right)^2}\\ C_2 &= \frac{2\log_\epsilon \frac{2h_1}{a_1}}{\left(2\log_\epsilon \frac{2h_1}{a_1}\right)\left(2\log_\epsilon \frac{2h_2}{a_2}\right) - \left(\log_\epsilon \frac{d^2+(h_1+h_2)^2}{d^2+(h_1-h_2)^2}\right)^2}\end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Wenn die beiden Drähte gleiche Radien und gleichen Abstand vom Erdboden haben, ist

$$C_1 = C_2 = \frac{\log_\epsilon \frac{2h}{a}}{2\left(\log_\epsilon \frac{2h}{a}\right)^2 - \log_\epsilon \frac{\sqrt{d^2+4h^2}}{d}} \quad (11)$$

Wir betrachten jetzt den Fall von drei geerdeten parallelen Leitern von gleichen Radien, derselben Höhe über dem Erdboden und im gleichen Abstand voneinander. Wir müssen zunächst die effektive Induktanz für jeden Draht bestimmen, und in der gleichen Methode wie vorher kommen wir zu folgenden Differentialgleichungen:

$$\left.\begin{aligned}L_1 \frac{dI_1}{dt} + M_{12}\frac{dI_2}{dt} + M_{13}\frac{dI_3}{dt} &= E e^{ipt}\\ L_2 \frac{dI_2}{dt} + M_{12}\frac{dI_1}{dt} + M_{23}\frac{dI_3}{dt} &= 0\\ L_3 \frac{dI_3}{dt} + M_{13}\frac{dI_1}{dt} + M_{32}\frac{dI_2}{dt} &= 0\end{aligned}\right\} \quad (12)$$

für den ersten Leiter und zwei ähnliche Gleichungen für die beiden anderen Leiter. Der effektive Wert der Induktanz von jedem Leiter ist E/I. Durch Auflösung von Gleichung (12) nach I_1 und ebenso der anderen Gleichungen nach I_2 und I_3, werden wir haben

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{L}_1 = \mathfrak{L}_3 &= \frac{L^3 + 2M_1^2 M_2 - L M_2^2 - 2L M_1^2}{L^2 - M_1^2}\\ \mathfrak{L}_2 &= \frac{L^3 + 2M_2 M_1^2 - L M_2^2 - 2L M_1^2}{L^2 - M_1^2}\end{aligned}\right\} \quad (13)$$

wo $M_1 = M_{12} = M_{23}$ und $M_2 = M_{13}$. Durch Einführung der Werte

L_1, M_1, M_2 und durch Benutzung der Beziehung $C = \frac{1}{\mathcal{L}}$, werden wir haben

$$\left.\begin{aligned} C_1 = C_3 &= \frac{\left(2\log_\epsilon \frac{2h}{a}\right)^2 - \left(\log_\epsilon \frac{d^2+4h^2}{d^2}\right)^2}{\begin{aligned}&\left(2\log_\epsilon \frac{2h}{a}\right)^3 - 2\left(\log_\epsilon \frac{d^2+4h^2}{d^2}\right)^2 \log_\epsilon \frac{d^2+h^2}{d^2} - \\ &\quad - 2\left(2\log_\epsilon \frac{2h}{a}\right)\left(\log_\epsilon \frac{d^2+4h^2}{d^2}\right)^2 - \\ &\quad - 2\log_\epsilon \frac{2h}{a}\left(\log_\epsilon \frac{d^2+h^2}{d^2}\right)^2\end{aligned}} \\ C_2 &= \frac{\left(2\log_\epsilon \frac{2h}{a}\right)^2 - \left(\log_\epsilon \frac{d^2+h^2}{d^2}\right)^2}{\text{mit demselben Nenner}} \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

In gleicher Weise können wir die Kapazitäten für irgend eine Anzahl geerdeter Leiter erhalten, doch sind die Ausdrücke für praktischen Gebrauch etwas kompliziert.

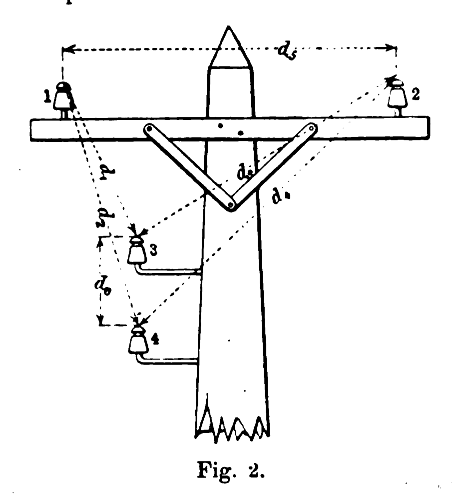


Fig. 2.

Betrachten wir jetzt den Fall von zwei metallischen Kreisen, montiert auf derselben Stange — wobei 1,2 den einen Kreis und 3,4 einen anderen Kreis bilden (s. Fig. 2). Es ist bekannt, daß die Kapazität eines metallischen Kreises per Längeneinheit ist

$$C = \frac{1}{4 \log_\epsilon \frac{d}{a}} = \frac{1}{4 \log_\epsilon \frac{d}{a}} \cdot \frac{1{\cdot}61 \cdot 10^5}{9 \cdot 10^5} \text{ mf. per Meile} \quad (15)$$

wo d die Entfernung zwischen den Leitern und a den Radius bedeuten. Die Anwesenheit des zweiten Kreises beeinflußt jedoch seine Kapazität, welches Problem, so viel ich weiß, bisher niemals ausgearbeitet wurde.

Die gegenseitige Induktanz zwischen zwei parallelen Drähten ist

$$M = 2 \left(\log_\epsilon \frac{2l}{d} - 1\right)$$

Hieraus

$$\left. \begin{aligned} M_{1,2\text{-}3} &= 2\left(\log_\epsilon \frac{2l}{d_1} - 1\right) - 2\left(\log_\epsilon \frac{2l}{d_3} - 1\right) \\ &= 2 \log_\epsilon \frac{d_3}{d_1} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

in gleicher Weise

$$M_{1,2\text{-}4} = 2 \log_\epsilon \frac{d_4}{d_2}$$

und

$$M_{1,2\text{-}3,4} = 2 \log_\epsilon \frac{d_2\, d_3}{d_1\, d_4}$$

Die Selbstinduktion von Kreis 1, 2 ist $L_1 = 4 \left(\log_\epsilon \frac{d_5}{a}\right)$, bei Vernachlässigung des Feldes im Innern des Leiters, und diejenige von Kreis 3, 4 ist

$$L_2 = 4 \log_\epsilon \frac{d_6}{a} \quad (17)$$

Die effektive Induktanz von Kreis (1, 2) ist gegeben durch Gleichung (6)

$$\mathcal{L}_1 = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_2}$$

Durch Einführung der Worte für L_1, L_2, M aus Gleichungen (16) und (17) erhalten wir

$$\mathcal{L} = \frac{16 \log_\epsilon \frac{d_5}{a} \cdot \log_\epsilon \frac{d_6}{a} - 4 \left(\log_\epsilon \frac{d_2\, d_3}{d_1\, d_4}\right)^2}{4 \log_\epsilon \frac{d_6}{a}}$$

Die Kapazität von Kreis 1, 2

$$C = \frac{\log_\epsilon \frac{d_6}{a}}{4 \log_\epsilon \frac{d_5}{a} \cdot \log_\epsilon \frac{d_6}{a} - \left(\log_\epsilon \frac{d_3\, d_2}{d_1\, d_4}\right)^2} \cdot \frac{1{,}61}{9} \text{ mf. per Meile} \qquad (18)$$

Beispiel: $a = 0{,}1$ in., $d_5 = 3$ Fuß, $d_6 = 2$ Fuß, $d_1 = 1$ Fuß, $d_2 = 3$ Fuß, $d_3 = 5{,}1$ Fuß, $d_4 = 5{,}83$ Fuß.

$$\log_\epsilon \frac{d_6}{a} = 5{,}48, \quad \log_\epsilon \frac{d_5}{a} = 5{,}89, \quad \log_\epsilon \frac{d_2\, d_3}{d_1\, d_4} = 0{,}965$$

Aus Gleichung (18) erhalten wir

$$C = \frac{5{,}48}{4 \cdot 5{,}89 \cdot 5{,}48 - (0{,}965)^2} \cdot \frac{1{,}61}{9} = 0{,}0077 \text{ mf. per Meile}$$

Wenn Kreis 3, 4 ganz fehlte, würden wir für die Kapazität von 1, 2 aus Gleichung (17) haben

$$C = \frac{1}{4 \cdot 5{,}89} \cdot \frac{1{,}61}{9} = 0{,}00759 \text{ mf. per Meile}$$

Der Unterschied ist sehr klein, nur 1 %. Wenn jedoch die Kreise näher aneinander gebracht würden, würde ein Unterschied merklich werden.

Im vorliegenden Abschnitt machen wir nun von dieser Methode Gebrauch zur Bestimmung der effektiven Induktanz und Kapazität horizontaler Antennen.

II.

Eine horizontale Antenne besteht im allgemeinen aus einer Anzahl paralleler Drähte und ist in beträchtlicher Höhe, ungefähr 100 bis 200 Fuß, über dem Erdboden ausgespannt. Um die Kapazität einer solchen Antenne nach vorstehender Methode zu ermitteln, muß man zunächst die effektive Induktanz eines Systems von parallel geschalteten Drähten bestimmen, bei welchen die gegenseitige Induktion zwischen den verschiedenen Drähten in Rechnung gezogen ist. Wir betrachten zunächst den Fall von 2 Paralleldrähten. Unter Vernachlässigung des Widerstandes der Drähte haben wir

$$\left.\begin{aligned} L\frac{dI_1}{dt} + M\frac{dI_2}{dt} &= E\,e^{ipt} \\ L\frac{dI_2}{dt} + M\frac{dI_1}{dt} &= E\,e^{ipt} \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

woraus wir erhalten

$$I_1 = I_2 = \frac{1}{(L+M)\,ip}\,E\,e^{ipt}$$

Der totale Strom ist

$$I = I_1 + I_2 = \frac{2}{(L+M)\,ip}\,E\,e^{ipt}$$

Die effektive Induktanz des Systems ist

$$\mathcal{L} = \frac{L+M}{2} \tag{20}$$

In einer ähnlichen Weise verfährt man für 3 oder mehr Paralleldrähte. Für 3 Drähte parallel und in gleichem Abstand (Fig. 3) ist ersichtlich

1 — d — 2 — d — 3

Fig. 3.

$$M_{12} = M_{23}$$

Indem wir ausdrücken $M_{12} = M_{23}$ durch M_1, M_{13} durch M_2

ist die effektive Induktanz

$$\mathcal{L} = \frac{L(L+M_2) - 2M_1^2}{3L + M_2 - 4M_1} \tag{21}$$

wo L wie vorher die Selbstinduktion jedes Drahtes bedeutet.

Nun ist

$$M_1 = \log_\epsilon \frac{4h^2}{d^2}$$

$$M_2 = \log_\epsilon \frac{4h^2}{4d^2}$$

wo h die Höhe der Drähte über dem Erdboden bedeutet; hieraus

$$M_2 = M_1 - \log_\epsilon 4 = M_1 - 1{,}386$$

und Gleichung (21) reduziert sich zu

$$\mathcal{L} = \frac{L(L + M_1 - 1{,}386) - 2M_1^2}{3L - 3M_1 - 1{,}386} \tag{22}$$

Für 4 Drähte haben wir

$$\begin{aligned} M_{12} = M_{23} = M_{34} &= M_1, \\ M_{13} = M_{24} \qquad &= M_2, \\ M_{14} \qquad\qquad &= M_3, \end{aligned}$$

und als effektive Induktanz

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{(L + M_1)(L + M_3) - (M_1 + M_2)^2}{4L - 4M_2 - 2M_1 + 2M_3} \\ &= \frac{(L + M_1)(L + M_1 - 2{,}2) - (2M_1 - 1{,}4)^2}{4L - 4M_1 + 1{,}15} \end{aligned}\right\} \tag{23}$$

Für 5 Drähte

$$\begin{aligned} M_{12} = M_{23} = M_{34} = M_{45} &= M_1, \\ M_{13} = M_{24} = M_{35} \qquad &= M_2, \\ M_{14} = M_{25} \qquad\qquad &= M_3, \\ M_{15} = \qquad\qquad\qquad &= M_4, \end{aligned}$$

und für die effektive Induktanz

$$\mathcal{L} = \frac{\begin{aligned} &L\{L^2 + LM_2 + LM_4 + M_2M_4 - 2M_2^2 - 3M_1^2 - 2M_1M_3 - M_3^2\} + \\ &\qquad + M_1\{4M_1M_2 + 4M_2M_3 - 2M_1M_4\} - 2M_2^3 \end{aligned}}{\begin{aligned} &L\{5L - 8M_1 - 4M_3 + 3M_4 - M_2\} + M_1\{2M_3 + 8M_2 - 4M_4 - M_1\} + \\ &\qquad + M_2\{4M_1 + 4M_3 - 8M_2 + M_4\} - M_3^2 \end{aligned}} \tag{24}$$

Wie vorher gezeigt, ist aber

$$\begin{aligned} M_2 &= M_1 - 1{,}39 \\ M_3 &= M_1 - 2{,}2, \quad M_4 = M_1 - 2{,}77 \end{aligned}$$

durch Einsetzen dieser Werte in Gleichung (24) erhalten wir

$$\mathcal{L} = \frac{\begin{aligned} &L^3 + L^2(2M_1 - 4{,}16) + L(-7M_1^2 + 10{,}24M_1 - 4{,}88) + \\ &\qquad + M_1(6M_1^2 - 14{,}36M_1 + 12{,}24) - 2(M_1 - 1{,}4)^2 \end{aligned}}{5L^2 - L(10M_1 - 1{,}9) + 5M_1^2 - 1{,}9M_1 - 4{,}2} \tag{25}$$

für 6 Paralleldrähte bekommen wir für die effektive Induktanz

$$\mathcal{L} = \frac{\begin{aligned} &L^3 + L^2(3M_1 - 5{,}4) - L(9M_1^2 - 20{,}4M_1 + 15) + \\ &\qquad + 5M_1^3 - 15M_1^2 + 9M_1 + 9 \end{aligned}}{6L^2 - 4L(3M_1 - 2{,}34) + 6M_1^2 - 9{,}2M_1 - 5{,}45} \tag{26}$$

In den vorstehenden Formeln (19—26) bedeutet L die Selbstinduktion

jedes Drahtes und M_1 die gegenseitige Induktion zwischen zwei benachbarten Drähten.

Für noch mehr Drähte werden die Formeln immer komplizierter. In hinreichender Genauigkeit können wir in einer einfacheren Weise zu Resultaten gelangen, z. B. für 12 Drähte; wir bestimmen die effektive Induktanz L von 6 Paralleldrähten; dann machen wir die Annahme, daß die Antenne aus 2 Drähten in Entfernung $6d$ bestehe, jeder Draht von der Selbstinduktion L'. Die effektive Induktanz von 12 Drähten wird nach Gleichung (20) sein

$$\mathcal{L} = \frac{L' + M'}{2} \tag{27}$$

wo M' die gegenseitige Induktion zwischen 2 Drähten mit einem Abstand $6d$ ist. In ähnlicher Weise können wir z. B. für 20 Drähte dieselben in 4 Gruppen von je 5 Drähten aufteilen und dann von den Formeln (23 u. 25) Gebrauch machen.

Beispiel: Eine Antenne bestehe aus 10 Paralleldrähten, je 110 Fuß lang, im Abstand 80 Fuß vom Erdboden und mit Zwischenraum 3 Fuß zwischen den Drähten. Der Radius der Drähte betrage 0·08 inches (engl. Zoll). Wir haben

$$L = 2 \log_\epsilon \frac{2h}{a} = 19{,}15$$

$$M_1 = \log_\epsilon \frac{4h^2}{d^2} = 8{,}8$$

Fig. 4.

Die effektive Induktanz von 5 Paralleldrähten ist nach Formel (25)

$$L' = 6{,}33 \text{ cm per cm}$$

Die gegenseitige Induktion für 2 Drähte mit Abstand $5d = 10$ Fuß ist

$$M' = \log_\epsilon \frac{4(80)^2}{100} = 5{\cdot}54 \text{ cm per cm}$$

und nach Formel (20)

$$\mathcal{L} = \frac{6{,}33 + 5{,}54}{2} = 5{,}95 \text{ cm per cm}$$

Aus der Beziehung $L C V^2 = 1$ haben wir

$$C = \frac{1}{5{,}95 \cdot 9 \cdot 10^{20}} = \frac{10^{15}}{5{,}95 \cdot 9 \cdot 10^{20}} \text{ mf. per cm}$$

Durch Multiplikation mit der Länge der Antenne bekommen wir

$$C = \frac{110 \cdot 30{,}5 \cdot 10^{15}}{5{,}95 \cdot 9 \cdot 10^{20}} = 0{,}00063 \text{ mf.}$$

Wenn die betrachtete Antenne aus 20 Paralleldrähten bestehen würde, könnten wir den Wert der Kapazität aus Formeln (23) u. (25) bekommen. Die effektive Induktanz von 5 Paralleldrähten in diesem Beispiel ist

$$\mathcal{L} = 6{,}33 \text{ cm per cm}$$

Die gegenseitige Induktion zwischen 2 Gruppen von je 5 Drähten ist

$$M' = 5{,}54 \text{ cm per cm}$$

Durch Benutzung dieser Werte in Formel (23) erhalten wir für die effektive Induktanz

$$\mathcal{L} = \frac{(6{,}33 + 5{,}54)(6{,}33 + 5{,}54 - 2{,}2) - 2(2 \cdot 5{,}54 - 1{,}4)}{4 \cdot 6{,}33 - 4 \cdot 5{,}54 + 1{,}15} = 4{,}85$$

und

$$C = \frac{10^{15}}{4{,}85 \cdot 9 \cdot 10^{20}} \text{ mf.}$$

oder für die totale Kapazität der Antenne

$$C = \frac{10^{15} \cdot 110 \cdot 30{,}5}{4{,}85 \cdot 9 \cdot 10^{20}} = 0{,}00077 \text{ mf.}$$

Die Verdoppelung der Anzahl Antennendrähte vergrößert die Kapazität um etwa 22 %.

In der Ableitung der vorstehenden Formeln für die Kapazität von Antennen wurde keine Rücksicht genommen auf die Zuführungsdrähte der Antenne nach der Station oder den Antennentürmen; hierfür ist natürlich eine Korrektion erforderlich.

Die folgenden beiden Beispiele, die sich auf Antennen beziehen, welche die National Electric Signalling Co. errichtete, sollen zeigen, welchen Grad der Genauigkeit man durch diese Formeln erreichen kann:

Beispiel 1: Zehn Drähte im Abstand von 2,5 Fuß voneinander, 64 Fuß über dem Erdboden, 155 Fuß lang, Drahtradius $a = \frac{3}{64}$ inch.

Für 5 Drähte liefert Formel (25)

$$L = 10,6 \text{ cm/cm}$$

Für 2 Gruppen von je 5 Drähten ist

$$M = 4,65 \text{ cm/cm}$$

Für 10 Drähte haben wir

$$L = \frac{L + M}{2} = 7,62 \text{ cm/cm}$$

$$C = \frac{155 \cdot 30,5}{7,62 \cdot 9 \cdot 10^5} = 0,0007 \text{ mf.}$$

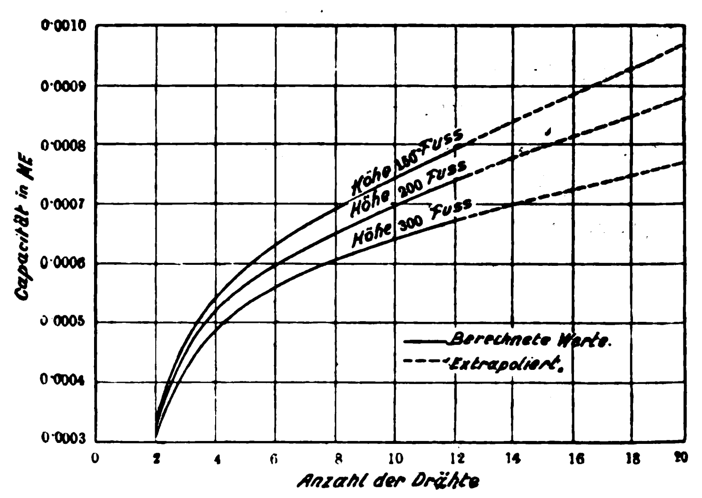


Fig. 5. Kapazität von horizontalen Antennen.
Verschiedene Höhen und Anzahl von Drähten. Länge 200 Fuß,
Abstand 2 Fuß, Drahtdurchmesser 0,24 cm.

Die Korrektion für die Zuführungsdrähte war 0,00013 mf.; hieraus $C = 0,00083$ mf. Die gemessene Kapazität dieser Antenne war 0,00105 mf., also Unterschied etwa 20 %.

Als anderes Beispiel betrachten wir eine Antenne, die ich an der Plymouth-Station untersuchte; 10 Drähte, Abstand 2 Fuß, Höhe über dem Erdboden 80 Fuß, Länge 110 Fuß. Wir finden nach der Formel $C = 0,00063$ mf. Die Korrektion wegen der Zuleitung war 0,00011 mf. Die totale Kapazität $C = 0,00074$ mf. Die gemessene Kapazität ergab $C = 0,00095$ mf., also Unterschied 28 %.

Für große Genauigkeiten sind diese Formeln also nicht geeignet,

doch setzen sie den Ingenieur in die Lage, zu bestimmen, bis zu welchem Maße die Kapazität mit der Höhe, Länge und Anzahl der Drähte varriiert, und sie liefern ihm brauchbare Näherungswerte für die Kapazität.

Zur besseren Illustration der Formeln dienen die Kurven der Fig. 5 u. 6.

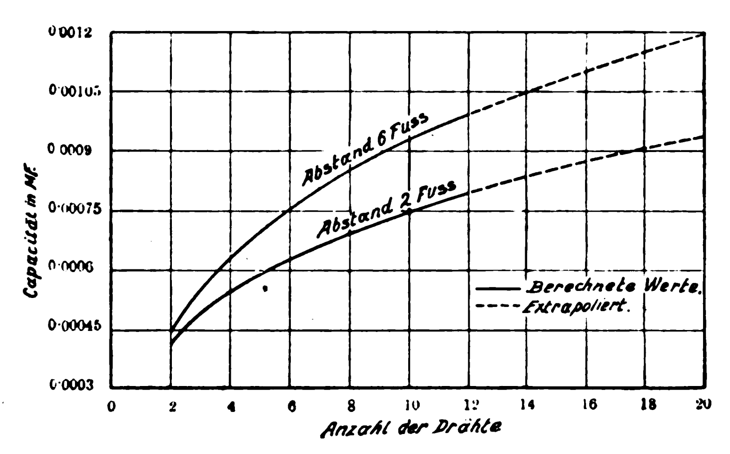


Fig. 6. Kapazität von horizontalen Antennen.
Höhe 150 Fuß, Länge 200 Fuß.

Es ist interessant, zu konstatieren, daß eine Veränderung der Höhe der Antenne über dem Erdboden nicht die Kapazität erheblich beeinflußt, während andererseits eine Änderung des Abstandes zwischen den Drähten eine beträchtliche Änderung der Antennenkapazität im Gefolge hat.

(Nach dem Englischen. E.)

(Eingesandt 1. Juli 1913.)

Adresse des Autors: 1855 Calnert Str., Washington D. C., U. S. A.

Mitteilungen aus der Praxis.

Über die radiotelegraphische Bestimmung des geographischen Längenunterschiedes zwischen Paris und Washington (U. S. A.).

(Nach einer Mitteilung[1]) durch Herrn Darboux an die Academie des Sciences am 19. Mai 1913).

Die Anwendung der drahtlosen Telegraphie für einen Zeitsignaldienst und somit für die Bestimmung der geographischen Länge hat augenblicklich schon einen hohen Grad der Vollkommenheit erreicht; diese Arbeiten sind besonders in Frankreich unter den Auspizien des Bureau des Longitudes gefördert worden. Aus diesem Grunde wählte man auch für die im Oktober letzten Jahres stattgefundene internationale Zeitkonferenz Paris als Versammlungsort und dann die Radiostation Eiffelturm als hauptsächlichste Zentrale für den Zeitsignaldienst. Es wurden bereits zahlreiche Längenbestimmungen mit Erfolg ausgeführt, so zwischen Paris und Brüssel, Lyon, Nizza, Toulouse, Algier, Bizerte usw., so daß das Projekt der Bestimmung des Längenunterschiedes Paris—Washington gut ausführbar schien, über dessen Ausführung eine Verständigung zwischen den französischen und amerikanischen Delegierten bei der Pariser Konferenz zustande kam. Die definitiven Arbeiten werden im Winter 1913/14 vor sich gehen, doch fanden inzwischen schon Vorversuche statt, über die hier einiges mitgeteilt werden soll.

Unter den für diese präliminaristischen Versuche erwählten Spezialisten des Bureau des Longitudes und aus Heer und Marine seien folgende Namen zitiert: Claude (Bureau des Longitudes), Driencourt (Ingénieur Hydrographe en Chef), Kommandant Ferrié (Vorstand der Eiffelturmstation), Capitaine Perrier und Capitaine Levesque (Service Géographique de l'Armée), Schiffsleutnant Gignon u. a., denen die amerikanischen Techniker Hill, Hall, Hough, Madison u. a. zugeteilt wurden. Der Erfolg erschien gesichert, da seit Dezember die amerikanische Station Arlington während der Nacht die Zeitsignale vom Eiffelturm hören konnte. Die Versuche wurden während 12 Tagen ausgeführt unter der Leitung von General Bourgeois (Directeur du

1) Dem Jahrbuch von Herrn Kommandant Ferrié freundlichst zur Verfügung gestellt.

Service Géographique de l'Armée) und von Renaud (Directeur du Service Hydrographique de la Marine) in Paris, sowie von Capitaine Jayne (Direktor des Marine-Observatoriums in Washington) und Bullard (Direktor des radiotelegraphischen Marinedienstes) in Arlington.

Trotzdem die Jahreszeit (März) wenig geeignet war, ergaben sich zwei beiderseits für die astronomischen Bestimmungen günstige Nächte und eine provisorische Bestimmung der geographischen Länge mit einer Präzision von $0{,}05^s$.

Die Vergleichung der Zeiten durch spezielle radiotelegraphische Signale konnten sehr häufig ausgeführt werden, trotz mancherlei Störungen. Photographische Aufzeichnungen derselben mit sehr befriedigenden Resultaten wurden von Prof. Abraham von der Sorbonne ausgeführt. In der Nacht des 28. März war es sogar möglich, einen radiotelegraphischen Nachrichtenaustausch zwischen Paris und Washington zu erzielen; die Entfernung beträgt rund 6000 km (damals die größte erzielte Entfernung bei beiderseitiger Verständigung; inzwischen hat Telefunken einen Nachrichtendienst zwischen Deutschland und Amerika, Entfernung ca. 6500 km, eröffnet).

Die definitiven Operationen, die vier bis sechs Monate dauern werden, werden wahrscheinlich im Oktober unter der Ägide der Observatorien von Paris und Washington ihren Anfang nehmen.

Bei dieser Gelegenheit wird man auch versuchen mit größtmöglicher Genauigkeit die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen über den Atlantischen Ozean zu bestimmen. Man nimmt jetzt an, daß diese Geschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit in Luft sei, aber möglicherweise findet man auch einen abweichenden Wert, da die Ausbreitung Hertzscher Wellen sich vermutlich gleichzeitig in Luft und Wasser vollzieht. So dürften diese Untersuchungen auch großen wissenschaftlichen Wert für die Aufklärung von augenblicklich hochaktuellen Fragen in der Radiotelegraphie bekommen. Sobald dann später die von den verschiedenen Staaten geplanten großen radiotelegraphischen Verkehrslinien durch den Ausbau einer Kette von Großstationen eröffnet sein werden, lassen sich die Versuche auf den gesamten Erdkreis ausdehnen, wodurch man dann über die Präzision der angewandten Methoden ein sicheres Urteil erhalten kann. Im gegenwärtigen Augenblick bedient sich der Service Géographique de l'Armée bereits der Radiotelegraphie, um die Karte von Marokko, und die spanisch-marokkanische Grenzfestlegung sowie die französisch-deutsche am Kongo auszuführen. (E.)

(Eingesandt 20. Mai 1913.)

Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. Heft 14, 1913 folgendes:

Gesetzliche Regelung der Funkentelegraphie in Amerika.

Über das in den Vereinigten Staaten von Amerika am 13. Dezember 1912 in Kraft getretene Gesetz zur Regelung der drahtlosen Telegraphie entnehmen wir der „Dtsch. Verk.-Ztg." folgende Einzelheiten.

Das Gesetz bestimmt im Absatz I allgemein:

Es ist genehmigungspflichtig

1. der öffentliche funkentelegraphische Verkehr
   a) zwischen verschiedenen Staaten,
   b) mit fremden Ländern,
   c) auf amerikanischen Schiffen, die von Staat zu Staat oder nach fremden Ländern fahren;
2. das Senden mit funkentelegraphischen Apparaten, deren Reichweite über die Grenzen des Staates hinausgeht.

Es ist genehmigungsfrei

1. der Betrieb von Regierungsstationen,
2. der Betrieb aller Stationen zum Verkehr innerhalb desselben Staates, sofern sie den Empfang der von außerhalb kommenden Zeichen nicht stören.

Verletzungen dieser Bestimmungen werden mit einer Geldbuße bis zu 500 $ bestraft; die Apparate werden eingezogen.

Nach Absatz II wird die Lizenz nur an Bürger der Vereinigten Staaten oder von Portoriko oder an Gesellschaften erteilt, die unter den Gesetzen eines der Staaten der Union oder von Portoriko inkorporiert sind. Die genehmigten Stationen unterliegen den nachstehend auszugsweise wiedergegebenen Ausführungsbestimmungen und etwaigen späteren Regierungsverordnungen über den funkentelegraphischen Verkehr. In Kriegszeiten oder bei öffentlicher Gefahr hat der Präsident das Recht, die Stationen zu schließen und die Apparate zu entfernen oder den Betrieb der Station durch ein Regierungsdepartement zu kontrollieren oder die Station gegen Entschädigung selbst betreiben zu lassen.

Absatz III bestimmt, daß die Stationen nur von solchen Personen betrieben oder beaufsichtigt werden dürfen, die im Besitz einer Lizenz sind. Ein Verstoß gegen die Vorschriften kann bei den genehmigten Stationen mit Lizenzentziehung bis zu einem Jahr bestraft werden. Personen ohne Prüfungszeugnis dürfen zur Bedienung der Station nicht

herangezogen werden. Verletzungen dieser Bestimmung werden mit Geldbuße bis zu 100 $ oder Gefängnis bis zu zwei Monaten bestraft; die Verhängung von Geldstrafe und Gefängnis ist zulässig.

In dringenden Fällen kann die Regierung einen Zollbeamten beauftragen, eine einstweilige Erlaubnis statt der Lizenz zu geben.

Zur Vermeidung oder Verringerung von Störungen sowie zur Erleichterung des funkentelegraphischen Verkehrs und zur Gewährleistung des richtigen Empfangs von Notsignalen haben nach Absatz IV die privaten und gewerblichen Stationen die im Reglement enthaltenen Bestimmungen zu beachten.

Besondere Lizenzen können für solche Stationen erteilt werden, die ernsten wissenschaftlichen Versuchszwecken dienen und die bei besonderen Versuchen große Stromstärken und außergewöhnliche Wellenlängen benutzen. Hierbei ist Voraussetzung, daß diese Stationen während solcher Stunden und unter solchen Bedingungen arbeiten, daß sie die öffentlichen oder Regierungsstationen möglichst wenig stören und eine sichere Aufnahme des Notsignals ermöglichen. Die Regierung kann nach ihrem Ermessen von der Beachtung aller oder weniger der im Reglement enthaltenen Vorschriften absehen, sofern keine Störung zu befürchten ist.

Aus den Ausführungsbestimmungen seien folgende Bestimmungen hervorgehoben:

1. Jede Station muß eine bestimmte Wellenlänge als normale Sende- und Empfangswelle besitzen, die bis 600 m oder über 1600 m betragen darf. Jede öffentliche Küstenstation soll zu allen Zeiten bereit sein, Nachrichten mit solchen Wellenlängen zu empfangen, die im Berliner Internationalen Funkentelegraphenvertrage festgelegt worden sind. Die Bordstationen und öffentlichen Küstenstationen müssen über mindestens zwei Sendewellen verfügen, eine von 300 m und eine von 600 m Länge. Die Regierung kann die Grenze der Wellenlängen entsprechend den internationalen Vorschriften ändern. 2. Außer der normalen Sendewelle dürfen andere Wellenlängen von 600—1600 m benutzt werden, sofern die Bestimmungen der beiden nachfolgenden Punkte erfüllt werden. 3. Bei allen Stationen, bei denen der Sender so gebaut ist, daß die Energie von zwei oder mehreren Wellen ausgestrahlt wird, die mehr oder weniger scharf begrenzt sind, darf die Energie in keiner der kleineren Wellen 10 % der Energie der größten überschreiten. 4. Bei allen Stationen soll das logarithmische Dekrement für eine volle Schwingung in den Wellenzügen $^2/_{10}$ nicht überschreiten, ausgenommen bei Notsignalen und bei der Beförderung von

Nachrichten, die hierauf Bezug haben. 5. Jede Bordstation muß imstande sein, Notsignale mit der international vorgeschriebenen Welle zu geben; ausgenommen hiervon sind kleine Schiffe, die keine Kraftanlage besitzen, die die Ausstrahlung dieser Wellenlänge ermöglicht. 6. Als Notsignal dient das internationale Zeichen SOS. 7. Notsignale dürfen mit großer Energie und ohne scharfe Abstimmung gegeben werden. 8. Jede Bordstation soll möglichst imstande sein, Notsignale nach den Bestimmungen 5 und 6 mit solcher Energie zu geben, daß die Signale bei Tage bis auf 100 Seemeilen weit empfangen werden können. 9. Alle Stationen haben unbedingt Signalen oder Telegrammen eines in Seenot befindlichen Schiffes den Vorrang zu lassen; sie sollen, sobald sie Notsignale hören, mit Senden aufhören, bis der betreffende Verkehr beendet ist. 10. Schiffe innerhalb der Grenze von 15 Seemeilen von Marine- oder Militärstationen dürfen mit höchstens 1 KW und innerhalb 5 Seemeilen von diesen Stationen mit höchstens $^1/_2$ KW Primärenergie senden, außer wenn sie Notsignale geben oder auf Seenot bezügliche Telegramme befördern. 11. Jede Küstenstation, die dem öffentlichen Verkehr zwischen Küste und Schiffen dient, ist zum Verkehr mit allen Küsten- und Bordstationen ohne Unterschied des Systems verpflichtet; diese Verpflichtung erstreckt sich auch auf den Verkehr von Bordstationen untereinander. Jede Küstenstation ist verpflichtet, während der Dienststunden in Zwischenräumen von mindestens 15 Minuten 2 Minuten lang mit einem auf 300 m-Welle abgestimmten Empfänger Hörstellung einzunehmen. 12. In allen wichtigen Seehäfen und an allen Plätzen, wo Marine- oder Militärstationen und private oder öffentliche Küstenstationen sich in solcher Nähe befinden, daß sie sich gegenseitig stören können, dürfen diese privaten oder öffentlichen Stationen während der ersten 15 Minuten jeder Stunde (Ortszeit) nicht senden. Die Regierung wird die Stationen, bei denen diese Zeiteinteilung zu beachten ist, namentlich bezeichnen. 13. Die Marine- oder Militärstationen, für welche die vorgenannte Zeiteinteilung festgesetzt ist. dürfen nur während der ersten 15 Minuten jeder Stunde (Ortszeit) senden, ausgenommen bei Notsignalen. 14. (Verbot der Anwendung unnötiger Energie.) 15. Privat- und Handelsstationen, die nicht dem öffentlichen Verkehr oder wissenschaftlichen Versuchen dienen, dürfen ohne besondere Erlaubnis keine Sendewellen von über 200 m Länge und nicht mehr als 1 KW Energie benutzen. 16. Die unter 15. bezeichneten Stationen dürfen innerhalb fünf Seemeilen von einer Marine- oder Militärstation keine Sendewellen von über 200 m Länge und keine Energie über $^1/_2$ KW benutzen. 17. Im allgemeinen sollen Bord-

stationen ihre Telegramme an die nächste Küstenstation abgeben. Der Absender an Bord eines großen Schiffes hat jedoch das Recht, die Küstenstation zu bestimmen, durch die er sein Telegramm befördert haben will. Den Wünschen des Absenders soll nur entsprochen werden, wenn die Beförderung auf diesem Wege ohne Störung des Dienstes der anderen Stationen erfolgen kann. 18. Küstenstationen für den allgemeinen Verkehr, die am Tage der Annahme dieses Gesetzes noch nicht in Betrieb sind, werden nicht zugelassen werden, sofern sie innerhalb 15 Seemeilen von den nachgenannten Militärstationen liegen: Arlington (Virginia), Key West (Florida), San Juan (Portoriko), North Head und Tatoosh-Island (Washington), San Diego (Kalifornien); hierzu kommen noch diejenigen Stationen, die in Alaska und in der Kanalzone bereits errichtet sind oder noch errichtet werden. Der Departementschef, dem die Kontrolle der Regierungsstationen untersteht, wird, soweit es sich mit den Regierungsinteressen vereinigen läßt, für die Aufrechterhaltung des öffentlichen Funkentelegraphenvertrages Sorge tragen. An allen Punkten, wo ein den internationalen Bestimmungen entsprechender Dienst von einer öffentlichen Küstenstation innerhalb 100 Seemeilen von einer Marinestation nicht aufrechterhalten wird, wird die Marineverwaltung, soweit es sich mit den dienstlichen Interessen vereinigen läßt, Marinestationen dem öffentlichen Verkehr freigeben. 19. Der Inhalt funkentelegraphischer Nachrichten darf nur von dem Empfänger der Telegramme oder seinem Bevollmächtigten bekannt gemacht werden. Verletzungen dieser Bestimmung sind mit einer Geldstrafe bis zu 250 $ oder mit drei Monaten Gefängnis oder mit beiden Strafen bedroht.

Zum Schluß enthalten die Ausführungsbestimmungen noch eine Reihe von Strafandrohungen. So wird z. B. bei absichtlicher und böswilliger Störung irgendeiner anderen Station der Eigentümer oder Telegraphist der störenden Station oder beide mit einer Geldstrafe bis zu 500 $ oder ein Jahr Gefängnis oder mit beiden Strafen belegt. Ferner ist die wissentliche Aussendung falscher Notsignale mit Strafe bis zu 2500 $ oder Gefängnis bis zu fünf Jahren (oder beides) für jeden einzelnen Fall bedroht. Die Strafe für die Abgabe sonstiger falscher Nachrichten beträgt 1000 $ oder Gefängnis bis zu zwei Jahren oder beides.

Fremden Schiffen in den Territorialgewässern der Vereinigten Staaten ist die Benutzung funkentelegraphischer Apparate nur unter Beachtung der gesetzlichen Bestimmungen gestattet.

Für die Philippinen gilt das Gesetz nicht. (E.)

(Eingesandt 30. April 1913.)

Drahtlose Verbindungen zwischen Deutschland und Amerika. Es wurde im vorigen Heft über die von der Telefunken-Gesellschaft erzielte radiotelegraphische Verbindung zwischen Nauen—Berlin und New-York berichtet. In den letzten Wochen hat nun auch die Homag-Gesellschaft (Hochfrequenz-Maschinen-Aktien-Gesellschaft, Berlin) eine solche Verbindung, die ebenfalls für einen regulären Nachrichtendienst bestimmt ist, erreicht, und zwar zwischen den beiden Großstationen Eilvese bei Hannover und Tuckerton bei Atlantic City im Staate New-Jersey. An beiden Orten werden 250 m hohe, durch Glas gegen die Erde isolierte Antennentürme errichtet; die vorläufigen Versuche, die bei Tage ausgeführt wurden, benutzten jedoch nur die bisher bis zu 120 m gediehene Höhe der Antennentürme, so daß der reguläre Dienst nach vollständigem Ausbau der Stationen als sicher gewährleistet schon heute angesehen werden kann. Die benutzte Wellenlänge betrug 7500 m und die Antennenenergie 150 Kilowatt, welche in diesem Falle durch die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine erzeugt wird. (E.)

(Eingesandt 29. Juli 1913.)

Detektoren.

Elektrolytischer Detektor ohne elektromotorische Hilfskraft.

(Détecteur électrolytique sans force électromotrice auxiliaire.)

Von **Paul Jégou**[1]).

Um den elektrolytischen Detektor empfindlich zu gestalten, das heißt, um ihn zu befähigen, die schwächsten Hertzschen Wellen anzuzeigen, muß man bekanntlich an seine Enden eine Elektrizitätsquelle anlegen, deren genau regulierte Spannung der „Kritischen Spannung" überaus nahe kommen muß, welche die Elektrolyse des angesäuerten Bades einleiten würde, in das die beiden Elektroden eintauchen. Diese Elektrizitätsquelle, von der man annehmen könnte, daß sie die Wellen bei der Erzeugung des anzeigenden Tones im Telephonhörer unter-

1) C. R., 3. Februar 1913.

stützen müßte, würde als unentbehrlich erschienen sein, wenn sich nicht seit einigen Jahren in der Technik der drahtlosen Telegraphie der Gebrauch von Kristalldetektoren eingebürgert hätte, welche imstande sind, die Wellen mit noch größerer Empfindlichkeit und ohne die Hilfe irgendwelcher elektrischer Hilfsenergie anzuzeigen.

Wir haben es daher für angebracht und interessant erachtet, zu untersuchen, ob nicht der elektrolytische Detektor ebenfalls von sich aus die Wellen anzeigen könnte. Dieses Problem schien uns sogar ein doppeltes Interesse zu bieten: einmal nämlich würde der elektrolytische Detektor, wenn man ihn ohne elektrische Hilfskraft hochempfindlich herstellen könnte, den Kristallen gegenüber den Vorteil bieten, daß er haltbarer ist, sich regulieren läßt, und nicht die Einstellung verändert; andererseits dürfen wir hoffen, mit dieser vielleicht konkreteren Form die einigermaßen wunderbaren Vorgänge, die bei den Kristalldetektoren mitspielen, etwas, und sei es auch noch so wenig, zugänglicher zu machen.

Im Jahre 1909 haben wir auf dem Kongreß der *Association Française pour l'Avancement des Sciences*, der damals in Lille abgehalten wurde, das Prinzip eines elektrolytischen Detektors angegeben, der mit großer Empfindlichkeit die Wellen ohne Hilfe einer Elektrizitätsquelle anzuzeigen vermochte. Dieser Detektor unterscheidet sich von den gewöhnlichen Detektoren nur durch die inaktive Elektrode, die aus Quecksilber-Zinnamalgam besteht (siehe Fig. 1).

Wie wir damals angegeben haben, war dieses Amalgam nur aus den Metallen kritisch ausgewählt worden, die wenig oder fast gar nicht von den Elektrolyten angegriffen werden und daher zur Herstellung der inaktiven Elektrode Verwendung finden können. An der Berührungsstelle dieser Metalle entsteht offenbar eine geringe innere elektromotorische Kraft, die imstande ist, die elektrolytische Zelle mehr oder minder stark und, je nach dem angewandten Metall, mehr oder minder konstant, zu sensibilisieren (Polarisation des so gebildeten Elementes).

Mit einer inaktiven Elektrode aus Quecksilberzinnamalgam hatten wir sehr empfindliche Detektoren erhalten, die ebenso empfindlich waren wie die mit einer Säule arbeitenden, aber die Konstanz dieser Empfindlichkeit war zuweilen sehr unsicher. Aus diesem Grunde haben wir unsere Untersuchungen wieder aufgenommen, und diese haben nun dazu geführt, die bemerkenswert vorteilhaften und fast unerwarteten Eigenschaften des Quecksilberzinkamalgams klarzulegen, das eine Empfindlichkeit gewährleistet, die jener des gewöhnlichen

elektrolytischen Detektors überlegen und vollkommen unveränderlich ist. Bei diesem Detektor sind die von den Hörern aufgenommenen Töne klar und für den Empfang tönender Funkenwellen günstig.

Um die Wirkungsweise dieser Detektoren zu erklären, müssen wir bemerken, daß die geringe innere elektromotorische Kraft der so gebildeten elektrolytischen Zelle eine derartige ist, daß der positive Pol dieses schwachen Elementes von der empfindlichen Spitze gebildet wird, da das von dem Elektrolyten sehr schwach angegriffene Amalgam offenbar den negativen Pol bildet. Im Innern dieses Elementes geht also der Strom vom Amalgam zur empfindlichen oder aktiven Spitze, die von einem Strome durchflossen wird, dessen Richtung der Richtung jenes Stromes entgegengesetzt ist, den man an ihr wirken läßt, wenn man beim gewöhnlichen Detektor den positiven Pol der Hilfsstromquelle an sie anlegt.

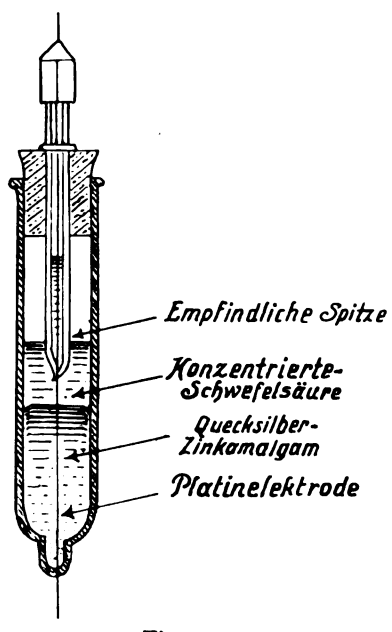


Fig. 1.

In diesem wesentlichen Unterschiede liegt eben das ganze Geheimnis der Empfindlichkeit, die sich danach leicht erklären läßt.

Es ist übrigens interessant, in einem elektrolytischen Detektor zwei Arten kritischer Spannung zu betrachten, nämlich die „kritische Anodenspannung“ (aktive Spitze als Anode) — das ist die, welche man im allgemeinen betrachtet — und die „kritische Kathodenspannung“ (aktive Spitze als Kathode) — das ist die, welche die Elektrolyse des Elektrolytes einleitet, wenn man den negativen Pol der Stromquelle an die empfindliche Elektrode anlegt.

Die Werte dieser kritischen Spannungen ändern sich mit den Metallen, welche die inaktive Elektrode des Detektors bilden, sowie mit dem gewählten Elektrolyt. Aus den Zahlen, die man erhält, erhellt dann deutlich, daß in unserem Detektor ohne besondere Stromquelle eben der Detektor verwirklicht ist, dessen „kritische Kathoden-

spannung" gleich der elektromotorischen Kraft des auf diese Weise gebildeten Elementes ist.

Die gesamte Polarisation dieser elektrolytischen Zelle im Normalzustande verhindert das Element, Strom zu liefern. Daraus erklärt sich seine lange Dauer, ohne daß man nötig hätte, das Amalgam zu erneuern. Nur die Wellen depolarisieren beim Durchgange die aktive Elektrode und rufen den Durchgang des anzeigenden Stromes hervor,

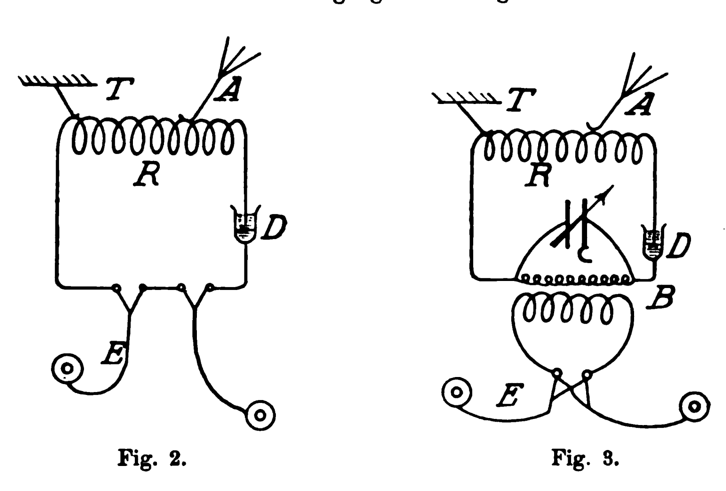


Fig. 2. Fig. 3.

der den Ton der Wellenzüge in den mit dem Detektor direkt gekoppelten Hörern erzeugt. Dadurch wird die Empfängereinrichtung besonders einfach (siehe Fig. 2).

Man kann übrigens mit Vorteil unsere besondere Umformerspule (Fig. 3) anwenden und die für die Auswahl der musikalischen Emissionen wertvollen sekundären Resonanzeffekte auftreten lassen.

Eingesandt 1. Mai 1913.

(Nach dem Manuskript aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.) (Eingesandt 1. Mai 1913.)

Adresse des Autors: 83, Rue St. Nicolas, Sablé/Sarthe.

Nachschrift: Versuche auf meinem Laboratorium mit einem solchen mir von Herrn Jégou freundl. zur Verfügung gestellten Detektor ergaben befriedigende Resultate; immerhin konnte ich nicht die gleiche Empfindlichkeit erzielen wie mit Schloemilchs Detektor mit Batterie oder gar wie mit Telefunkens Kontaktdetektoren. G. Eichhorn.

Majoranas neuer Wellendetektor.

In zwei unlängst erschienenen Arbeiten: „Sui rivelatori di onde elettromagnetiche fondati sull' emissione elettronica dei fili incandescenti", Lincei Rendic. (5) **21** [2], 235—239, 1912; und „Su di un nuovo tipo di rivelatore di onde elettromagnetiche fondato sull' emissione elettronica dei fili incandescenti", ebenda, 274—277, behandelt Herr Quirino Majorana zunächst die bestehenden Wellendetektoren, die auf der Elektronenemission seitens glühender Drähte beruhen, um dann einen neuen, das gleiche Phänomen nutzbar machenden Detektor zu beschreiben.

Der erste auf dem genannten Prinzip beruhende Detektor ist das „elektrische Ventil" von Fleming: Schaltet man in einen elektrischen Schwingungskreis eine Vakuumröhre ein, die einen glühenden Draht oder Faden sowie eine Metallplatte enthält, so erfolgt ein Übergang negativer Elektrizität vom Draht zur Platte, so oft der Draht negativ und die Platte positiv geladen ist; wenn der Draht positiv, die Platte negativ geladen ist, findet ein Elektrizitätsübergang im entgegengesetzten Sinne nicht statt. Ein Galvanometer oder ein Telephon zeigt mithin Gleichstrom an. Von den beiden Elektrizitätsbewegungen, die zusammen die Schwingung ausmachen, ist also nur die eine wirksam. Das Phänomen wird durch die Einschaltung einer konstanten E.M.K. verstärkt, wenn der Elektrizitätsdurchgang durch das verdünnte Gas nahe bei einer plötzlichen Änderung der Krümmung in der Charakteristik der E.M.K. stattfindet.

De Forest hat dann in seinem „Audion" gleichfalls die Elektronenemission seitens heißer Metalldrähte zum Nachweis elektrischer Wellen nutzbar zu machen gesucht und verschiedene Anordnungen angegeben, die, wenigstens in der Theorie, teilweise dem Flemingschen Ventil ähnlich sind. In seiner neuesten Gestalt weicht indessen das Audion von dem Flemingschen Apparat ganz erheblich ab. In dieser Gestalt besteht es aus einer mit verdünnter Luft gefüllten Glasbirne, die drei Leiter, F, G und L, enthält. Von diesen ist F ein Metallfaden, der durch einen Gleichstrom von niedriger Spannung (3 bis 4 Volt) zum Glühen gebracht wird; G ist ein ziemlich weitmaschiges Metalldrahtnetz, und L ist eine Metallplatte. Verbindet man F und L von außen unter Zwischenschaltung einer E.M.K. von etwa 30 Volt, so daß F negativ wird, so entweichen aus F Elektronen, die nach dem Durchgange durch G zu L gelangen. Dieser, durch ein Galvano-

meter nachweisbare, Elektrizitätsübergang erfolgt regelmäßig, so lange *F* und *G* dasselbe Potential haben; verbindet man jedoch *F* und *G* mit einem beständig schwingenden Kreise, so nimmt der Ausschlag des Galvanometers ab. Diese Verminderung des Ausschlages, oder das entsprechende Geräusch in einem an Stelle des Galvanometers eingeschalteten Telephon, kann somit als Zeichen für das Auftreffen elektromagnetischer Wellen dienen. Das Aufhören der Wellen zeigt sich dann durch die Rückkehr des Galvanometerausschlages auf den ursprünglichen Wert bzw. durch ein erneutes Ansprechen des Telephons an.

Herr Majorana hat, um die Wirkungsweise des Apparates genau festzustellen, verschiedene Kurven für den von den Elektronen bewerkstelligten Elektrizitätsdurchgang aufgenommen. Über das zu diesem Zwecke benutzte Audion macht Herr Majorana folgende Angaben: *F* ist ein hufeisenförmig gebogener Tantalfaden von 18 mm Länge, der bei 3,8 Volt von einem Strome von 0,5 Amp. durchflossen und dabei weißglühend wird. Das Drahtnetz *G* besteht aus 0,3 mm dicken parallelen Platindrähten mit einem gegenseitigen Abstand von 2 mm; die Platte *L* ist ein Quadrat von 2 cm Seitenlänge. Die Ebenen aller drei Leiter sind zueinander parallel und je etwa 4 mm voneinander entfernt. *G* wird mit einem Ende des Fadens *F*, etwa mit dem positiven verbunden; dann ist sein Potential nicht mit dem aller Punkte von *F* identisch, da ja an den Enden von *F* eine Spannungsdifferenz von 3,8 Volt herrscht. Die im folgenden mitgeteilten Ergebnisse beziehen sich auf diesen Fall, also den Fall, daß *G* mit dem positiven Ende von *F* verbunden ist; wäre *G* mit dem negativen Ende von *F* verbunden, so würden die Ergebnisse quantitativ anders ausfallen, ohne daß dadurch die allgemeinen Schlußfolgerungen aus den Versuchen berührt werden würden. *L* wird durch ein empfindliches Galvanometer und eine zwischen 0 und 50 Volt regulierbare E.M.K. ebenfalls mit dem positiven Ende von *F* verbunden. Diese E.M.K. macht *F* negativ und *L* positiv elektrisch und bewirkt somit einen Stromdurchgang infolge der Emission negativer Elektronen seitens *F*, den das Galvanometer anzeigt. Durch Änderung der E.M.K. erhielt Herr Majorana die oberste der drei Kurven in Fig. 1; diese gilt für den Fall, daß *G* neutral ist. In der Figur geben die Abszissen die E.M.K. in Volt, die Ordinaten die Stromstärke im Galvanometer in Milliampere an. In ähnlicher Weise wurden die beiden anderen Kurven der Fig. 1 erhalten, und zwar die mittlere, während *G* auf einem negativen, die unterste, während *G* auf einem positiven Potential von 10 Volt gegenüber dem positiven Ende von *F* war.

Wie man sieht, liegt die „negative“ Kurve tiefer als die „neutrale“ und die „positive“ Kurve wiederum tiefer als die „negative“. Dies beruht auf der elektrodynamischen Reaktion zwischen *G* und den von *F* ausgehenden Elektronen. Ist *G* positiv elektrisch, so werden die Elektronen teilweise von *G* angezogen und gelangen in geringerer Zahl nach *L*; ist *G* negativ elektrisch, so werden sie ebenfalls an der Er-

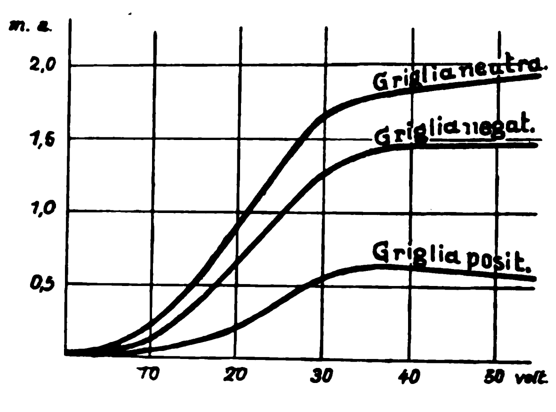


Fig. 1.

reichung von *L* behindert, weil sie teilweise von *G* abgestoßen werden. In beiden Fällen wird die Stromstärke im Galvanometer verringert.

In allen drei Kurven entspricht die Sättigungsstromstärke einer Mindestspannung von etwa 30 Volt; dieser Wert ist etwas höher als der, den Fleming bei seinem Ventil findet. Das mag außer auf den übrigen Versuchsbedingungen auf der Gegenwart des Netzes zwischen Faden und Platte beruhen, das ja im „Ventil“ gänzlich fehlt.

Herr Majorana fährt nun folgendermaßen fort:

„Betrachtet man die Kurven der Figur, so ergibt sich folgendes: Unterhält man z. B. zwischen *F* und *L* (bei negativem *F*) eine konstante Potentialdifferenz von 30 Volt, so erhält man eine Stromstärke von 1,7 Milliampere bei neutralem Netz, von 1,3 Milliampere bei negativem und von 0,6 Amp. bei positivem Netz. Wenn ich nun zwischen *F* und *G* eine Wechselstromquelle mit einem Maximalwert von 10 Volt einschalte, so finde ich eine Stromstärke von 1,2 Milliampere. Dieser Wert stellt eine Art Mittelwert dar, der teils von den Momentanwerten der sinusförmigen E.M.K., teils auch von den

unsymmetrischen Wirkungen der positiven und negativen Ladungen abhängt.

Die Elektrisierung des Netzes gegenüber dem Faden führt mithin in jedem Falle eine Verminderung der Stromstärke zwischen Faden und Platte herbei; dies gilt auch dann, wenn diese Elektrisierung von einer alternierenden elektromagnetischen Einwirkung von hoher Frequenz herrührt, wie bei der Radiotelegraphie.

„Die angestellten Betrachtungen und die mitgeteilten Versuchsergebnisse erklären mithin vollkommen die Wirkungsweise des Audions als eines radiotelegraphischen Empfängers. Meines Erachtens kann man nicht, wie es Fleming möchte, von einer eigentlichen Sonderung der negativen Wellen von den positiven reden, wie sie im Flemingschen Ventil tatsächlich stattfindet. Im Audion wirken beide durch die Wellen erzeugten Ladungen, die positive und die negative, in dem Sinne, daß sie die charakteristische Kurve für den Strom der auf die positive Platte auftreffenden Elektronen herabdrücken, während im Ventil nur die Halbwellen, die eine negative Elektrisierung des Fadens hervorrufen, wirksam sind.

„Diese Deutung der Wirkungsweise des Audions führt weiter zu dem Schlusse, daß die zur Entstehung der Signale im Galvanometer und im Telephon erforderliche Energie nicht, wenigstens nicht ausschließlich, eine Umwandlung der Energie der radiotelegraphischen Wellen ist. Man muß vielmehr annehmen, daß diese Signale zum großen Teile auf Kosten der unmittelbar von der Lokalbatterie gelieferten Energie entstehen. Dieser Umstand ist deshalb besonders interessant, weil es vorkommen kann, daß die der Batterie entnommene Energie in gewissen Fällen größer ist als die von der Antenne empfangene. Es ist daher sehr zweckmäßig, weitere Untersuchungen in dieser Richtung anzustellen, weil man auf diese Weise zur Konstruktion von Detektoren von größerer Empfindlichkeit als die bisher bekannten gelangen kann."

Aus diesen Erwägungen heraus ist der neue Apparat des Herrn Majorana entstanden, der an Empfindlichkeit das Audion, den empfindlichsten bislang bekannten Wellendetektor, noch übertreffen soll. Dieser „Elektronenablenker" („*Deviatore elettronico*"), wie ihn sein Erfinder nennt, beruht auf dem Gedanken „Verschiebungen oder Ablenkungen der von einem glühenden Faden ausgehenden und auf eine kalte Platte auffallenden Elektronenströme mit Hilfe der durch das Auftreffen elektromagnetischer Wellen erzeugten, positiven oder negativen, Elektrisierung hervorzurufen." Diesen Verschiebungen entsprechen

dann Schwächungen eines lokalen Stromes, und diese rufen dann ihrerseits in einem Telephon oder einem Galvanometer Zeichen hervor. Herr Majorana hat die Anordnung so getroffen, daß die Verschiebungen senkrecht zur Richtung des Elektronenstromes erfolgen, so daß die Empfindlichkeit möglichst groß wird.

Fig. 2 stellt den „Elektronenablenker“ dar.

In einer etwa 3 cm weiten Glasbirne, in der die Luft so weit wie möglich verdünnt ist, sind folgende vier Leiter erhalten: 1. der Faden *F*, am besten ein Metallfaden; 2. und 3. die beiden ineinandergreifenden, sich aber gegenseitig nicht berührenden, Kämme p_1 und p_2; 4. die Metallplatte *L*. *F* kann mit Hilfe der Zuleitungen *a* und *b* durch den Strom der kleinen Batterie *A* erhitzt werden; p_1 und p_2 sind mit den Zuleitungsdrähten *c* und *d* verbunden, *L* mit dem Leitungsdrahte *e*. Die drei Ebenen dieser Leiter sind einander parallel und wenige Millimeter voneinander entfernt. Die Batterie *B* von etwa 30 Volt lädt *F* negativ und *L* positiv; zwischen *B* und *L* sind ein Telephon *D* und ein Galvanometer *G* eingeschaltet. Wird nun *F* fast auf Weißglut erhitzt, so fließt in dem eben genannten Kreise ein Gleichstrom, der — je nach Gestalt und Abmessungen des Apparates — etwa $^1/_2$ Milliampere beträgt. Die negativen Elektronen gehen von *F* nach *L* und verursachen somit diesen Strom; dabei durchlaufen sie die Zwischenräume zwischen p_1 und p_2 und werden von diesen Kämmen teilweise zurückgehalten. Die Gestalt und die Abmessungen der Leiter sind so gewählt, daß die durch das Galvanometer angezeigte Abnahme der Stromstärke infolge des Vorhandenseins der Kämme etwa 10 v. H. ausmacht. Zu diesem Zwecke müssen p_1 und p_2 dasselbe Potential haben, und dieses darf von dem mittleren Potential von *F* nicht merklich verschieden sein. Sobald jedoch zwischen p_1 und p_2 eine noch so geringe Potentialdifferenz auftritt, zeigt das Galvanometer sofort eine

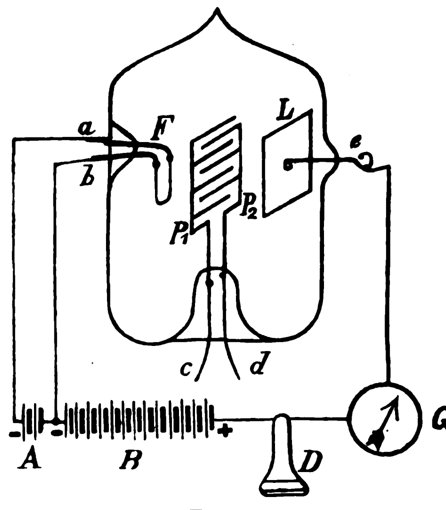


Fig. 2.

Abnahme der Stromstärke an, weil jetzt ein Teil der von *F* kommenden negativen Elektronen von dem negativen Kamme abgestoßen, vom positiven aber angezogen wird und nun an diesen, statt an *L* gelangt. „Die Anordnung ist so empfindlich, daß einige Zehntelvolt genügen, um den Strom, den das Galvanometer im Ruhezustande anzeigt, fast ganz zu vernichten. Diesen starken Stromschwankungen entsprechen heftige Geräusche im Telephon."

Wenn jetzt die statischen Ladungen durch alternierende ersetzt werden, so folgt das Auftreffen der Elektronen auf *L* diesen Ladungsänderungen an den Kämmen. Das Galvanometer kann ihnen wegen der Trägheit seines Systems nicht mehr folgen und zeigt eine mittlere Ablenkung, die kleiner ist als die der Ruhelage entsprechende maximale. Das Telephon aber gibt einen Ton, wenn die Frequenz der Ladungsänderungen akustischen Charakter trägt; handelt es sich um sehr schnelle dauernde und konstante elektrische Schwingungen, so schweigt das Telephon, und sind die Schwankungen dieser Schwingungen plötzlich, so spricht das Telephon durch Geräusche an. Diese Anordnung kann daher mit Erfolg in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie Anwendung finden. Man braucht dann nur *c* und *d* mit zwei Punkten eines Empfangskreises zu verbinden, zwischen denen eine oszillierende Potentialdifferenz besteht, etwa mit den Belegungen eines in einem solchen Kreise liegenden Kondensators.

Da der Ablenker für Potentialdifferenzen empfindlich ist und nicht für oszillierende Stromstärken, muß man ihn dort anlegen, wo diese Differenzen am merklichsten sind. Es ist daher zweckmäßig, einen Schwingungskreis von großer Selbstinduktion und kleiner Kapazität herzustellen, welcher mit der auf die ankommenden Wellen abgestimmten Antenne in Resonanz steht, und diesen Schwingungskreis direkt mit dem Ablenker zu verbinden. Praktisch kann man sogar die Kapazität ganz fortlassen, da die Kapazität der Kämme und der Selbstinduktion ausreicht.

Nach den Angaben des Herrn Majorana arbeitet der Ablenker sehr sicher. Man darf aber die Erhitzung des Fadens *F* nicht gar zu weit treiben. Zwar würde dadurch die Empfindlichkeit eine erhebliche Steigerung erfahren, aber die Lebensdauer des Apparates würde dadurch herabgesetzt werden; auch würde man die E.M.K. der Lokalbatterie *B* beständig ändern müssen, um das Maximum der Wirkung zu erreichen. Einerseits ändert sich nämlich der Verdünnungsgrad der Luft in dem Apparate infolge der Entbindung und Absorption von Gas seitens des glühenden Fadens; andererseits, und dieser Faktor

ist wesentlich erheblicher, schlagen sich infolge der Verflüchtigung des Fadens Metalloxyde auf *L* nieder und machen schließlich die Oberfläche von *L* nichtleitend. Beispielsweise fand Herr Majorana, als er Metallplatten aus außer Gebrauch gesetzten Ablenkern untersuchte, die anfangs schon bei 20 oder 25 Volt gut gearbeitet hatten, daß nunmehr 100 Volt erforderlich waren, um einen ausreichenden Elektrizitätsübergang hervorzurufen. Unter diesem Gesichtspunkte würde es vorteilhaft erscheinen, den Tantalfaden *F* durch einen Kohlefaden zu ersetzen, denn wenn Kohle überhaupt einen Niederschlag liefert, so ist dieser stets leitend; ein Kohlefaden verlangt aber eine größere Energiemenge als der Metallfaden, wenn er dieselbe Menge negativer Elektrizität ausstrahlen soll.

Um den Ablenker für die Zwecke der Telephonie mit Drähten zu verwenden, braucht man nur eine Induktionsspule mit hoher Sekundärwindungszahl zu benutzen und die Enden der Sekundärwickelung mit den beiden Kämmen zu verbinden. Die seitens der Primären induzierten oszillierenden Potentialdifferenzen erzeugen dann Ladungen, die zu Stromstößen im Kreise der Batterie führen; diese Stromstöße genügen, um die übermittelten Töne und Wörter deutlich im Telephon *D* wiederzugeben. Um den Elektronenablenker auch als Telephonrelais bezeichnen zu können, müßte die von dem Telephon *D* aufgenommene Energie größer sein als die in die telephonische Induktionsspule hineingesandte. Das scheint bei den bisher gebauten Apparaten, die für radiotelegraphische Zwecke bemessen sind, nicht der Fall zu sein. Herr Majorana beabsichtigt, diese Seite der Frage weiter zu verfolgen.

Was nun die Wirkungsweise der drei behandelten Detektoren angeht, die sämtlich auf der Emission von Elektronen seitens heißer Metalldrähte beruhen, so geht aus den Untersuchungen des Herrn Majorana folgendes hervor: „Während das Ventil nur unter dem Einflusse der negativen Halbwellen wirkt, ist das Audion für beide Halbwellen empfindlich, vorzugsweise aber für die negativen, und der Ablenker spricht gleichmäßig auf die Halbwellen beider Vorzeichen an."

Iklé.

(Eingesandt 20. Dezember 1912.)

Adresse von Prof. Quirino Majorana: Direktor des Instituto Superiore Postale-Telegrafico, Rom.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D. R. P. Nr. 263543 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin betrifft eine Schaltungsanordnung für drahtlose Telephonie, die in Fig. 1 dargestellt ist. Ein die Mikrophonanordnung (*e*) enthaltender abstimmbarer Kreis *II* (*d e h f*) nimmt die Energie von einem Hochfrequenzschwingungen erzeugenden System *I* (*a b c*) auf und überträgt

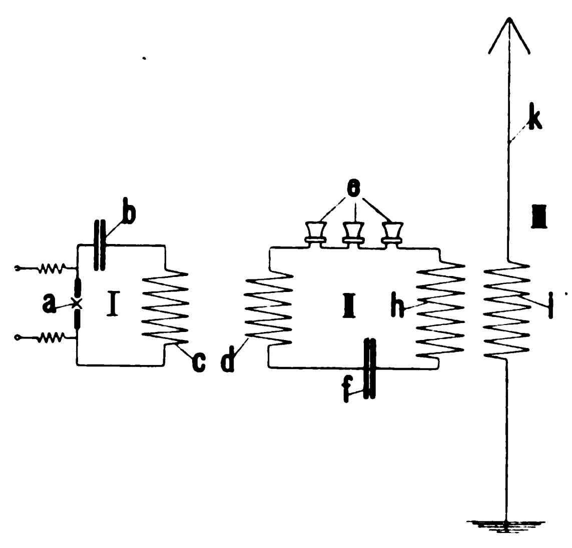


Fig. 1.

diese unter Vermittelung einer Koppelungsvorrichtung auf das Luftleitergebilde *III* (*k i*); als Koppelungsvorrichtung wird dabei eine an sich gebräuchliche Spulenkoppelung der drahtlosen Nachrichtenübermittelung benutzt, welche es gestattet, jeden beliebigen Koppelungsgrad schnell und sicher zu erreichen.

Eine Anordnung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, die in Fig. 2 dargestellt ist, hat sich Thomas Joseph Murphy in Rochester (N. Y., V. St. A.) durch D. R. P. Nr. 260416 schützen lassen. Bei dieser Anordnung sind an eine Gleichstromquelle (1, 2) zwei Elektroden (3, 4) angeschlossen, zu denen im Nebenschluß ein Kondensator (7) angeordnet ist, der in bestimmten Zeitzwischenräumen aufgeladen wird

und sich zwischen den Elektroden entlädt. Diese Aufladung erfolgt unter Vermittelung einer Morsetaste (14) und einer Induktionsspule (9, 13, 12), die mit einem Unterbrecher (10) und einem Kontakt (11) verbunden ist. 24 und 25 sind Drosselspulen, 15 ein Widerstand und 8 eine Funkenstrecke. Die Elektroden (3, 4) sind als kreisförmige Scheiben ausgebildet, die sich mit einer bestimmten Geschwindigkeit

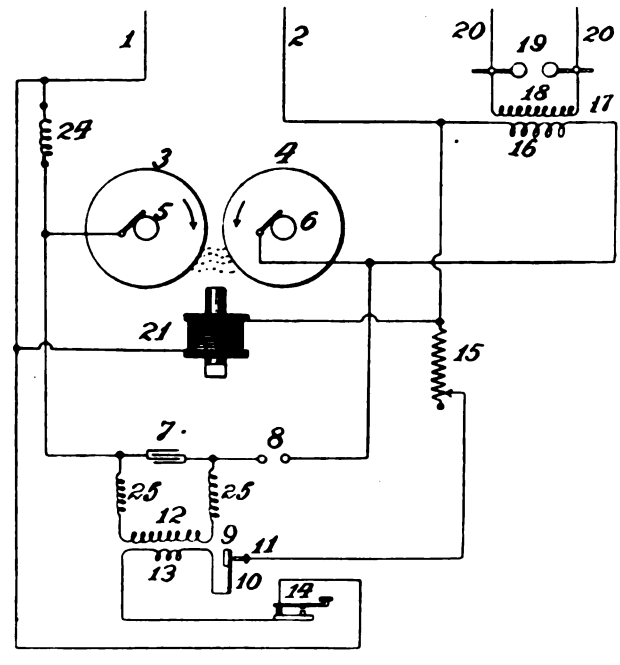


Fig. 2.

in entgegengesetzter Richtung drehen. Hierdurch wird der zwischen den Umfängen der Elektroden erzeugte Lichtbogen zunächst gestreckt und dann in das Feld eines in gewisser Entfernung von der Funkenübergangsstelle angeordneten Elektromagneten (21) gebracht, durch den der Lichtbogen plötzlich ausgelöscht wird. Die Zündung des Lichtbogens findet statt unter Vermittelung der Entladungen des Kondensators (7), die über die Elektroden (3, 4) verlaufen, sobald der Zündapparat (9, 10, 11, 12, 13) durch Drücken des Morsetasters (14) in Tätigkeit gesetzt wird. Die Elektroden (3, 4) sind mit der Primärwickelung (16) einer Transformatorspule (17) in Reihe geschaltet, deren

Sekundärwickelung (18) eine große Zahl von Drahtwindungen hat und mit den Klemmen (19) von Luftleitern (20) in Verbindung steht.

Dr. Karl Strecker in Berlin und Dr. Franz Kiebitz in Berlin-Steglitz haben ein D. R. P. Nr. 261126 erhalten auf ein Verfahren, um bei einer Sendestation für drahtlose Telegraphie mit zwei oder mehreren gerichteten Antennenpaaren wahlweise nach bestimmter Richtung oder nach allen Richtungen gleichmäßig oder annähernd gleichmäßig aussenden zu können. Das Verfahren besteht darin, daß die Antennenpaare, die zwecks gerichteten Sendens in bekannter Weise mit Wellen von je nach der gewünschten Richtung verschiedener Amplitude gespeist werden, zwecks gleichmäßigen Aussendens nach allen Richtungen in schneller Folge zeitlich nacheinander erregt werden. Die Anordnung kann hierbei so getroffen werden, daß die an sich bekannte, für zwei getrennte Antennen gemeinsame Erregerspule dauernd um ihre Achse gedreht wird, und zwar mit solcher Geschwindigkeit, daß die Dauer einer Umdrehung wesentlich kleiner ist als ein telegraphisches Elementarzeichen. Wenn die beiden Antennen aus Schwingungskreisen mit Löschfunkenstrecken gespeist werden, können die Wellenzüge den Antennen abwechselnd zugeführt werden, so daß der stärkste Teil des Wellenzuges der einen Antenne in die Senkung zwischen zwei Wellenzügen der anderen Antenne fällt. Wenn die beiden gekreuzten Antennen aus einer Hochfrequenzmaschine gespeist werden, so können die von der einen Antenne ausgehenden Wellen auf bekannte Weise um annähernd eine Viertelperiode gegen die von der anderen Antenne ausgehende Welle verschoben sein. Endlich kann auch die Anordnung so getroffen werden, daß die Schwingungsenergie zunächst nur der einen Antenne zugeführt und dann mittels einer besonderen Koppelungsvorrichtung von einer Antenne zur anderen und umgekehrt unter Erzielung einer Phasenverschiebung von annähernd einer Viertelperiode geleitet wird.

Einen Sender zum drahtlosen Zeichengeben betrifft das D. R. P. Nr. 260796 von R. A. Fessenden in Brant Rock, Mass., V. St. A. Bei diesem Sender wird die Funkenstrecke zwischen Elektroden auf einer rotierenden Scheibe und feststehenden Elektroden gebildet, und die Frequenz der Entladungen kann durch Abänderung der Zahl der wirksamen Elektroden verändert werden. Dies kann unter Vermittelung elektromagnetischer Relais erfolgen, die so eingerichtet sind, daß die Stromkreise einiger der feststehenden Elektroden geöffnet und geschlossen werden können. Diese Anordnung ist in Fig. 3 dargestellt. 11 ist ein Wechselstromerzeuger, der eine Frequenz von etwa

500 Perioden pro Sekunde liefert. 19 19′ ist ein Transformator, 20 sind Kondensatoren, die sich über die rotierende Entladevorrichtung 46 entladen. Wenn die Relais 30 36 infolge Niederdrückens des Tasters 25 im Stromkreis der Batterie 24 geschlossen sind, findet zwischen den feststehenden Elektroden 37, 38, 39, 40 und den Elektroden 41′ der um die Achse 42 rotierenden Scheibe 41 der Funkenstrecke 46 eine

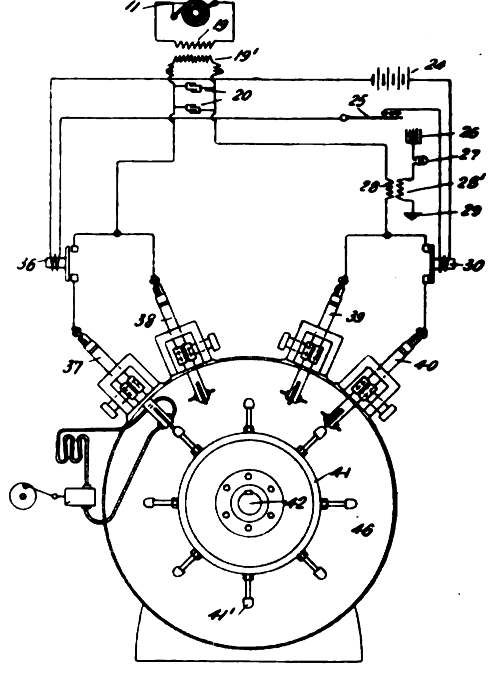


Fig. 3.

Zeitladung statt bei jeder halben Periode des Wechselstromerzeugers 11, also 1000 pro Sekunde. Wenn dagegen die Relais 30, 36 infolge Drückens des Tasters 25 offen sind, so findet die Entladung nur einmal in jeder ganzen Periode statt, also 500 pro Sekunde. Somit können also die Punkte und Striche zum Zeichengeben so hervorgerufen werden, daß sie z. B. einen Wert von 1000 Funken pro Sekunde haben, während die Zwischenräume einen Wert von 500 Funken pro Sekunde haben. 28, 28′ ist ein Transformator, 26 die Antenne, 27 eine Abstimmspule und 29 die Antennenerdung.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin hat

ein D. R. P. Nr. 259301 erhalten auf ein Verfahren zur Ortsbestimmung mittels elektromagnetischer Wellen, bei dem gerichtete Sender und ungerichtete Empfänger benutzt werden. Das Verfahren besteht darin, daß an der Sendestelle zunächst ein ungerichtetes Zeitsignal, das den Beginn der Drehung des Senders anzeigt, und dann ein gerichtetes Signal abgegeben wird, dessen Ebene von einer vereinbarten Anfangsrichtung aus in einer ebenfalls vereinbarten Richtung mit einer vereinbarten Geschwindigkeit sich dreht. Hierdurch wird es ermöglicht, an der Beobachtungsstelle aus der Zeitdifferenz zwischen Zeitsignal und der größten bzw. kleinsten Lautstärke des Richtungssignals die Richtung der eintreffenden Wellen und damit die Lage der Beobachtungsstelle in bezug auf die Sendestelle bestimmen zu können. Das Zeitsignal der Sendestation kann dabei zweckmäßig durch bestimmte von den Richtungssignalen abweichende Kennzeichen charakterisiert sein.

(Eingesandt 20. August 1913.)

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W. bei Berlin, Roonstraße 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

A.E.G.-Zeitung, XVI. Jahrg. Nr. 1. Juli- und August-Nummer 1913.

In der Juli-Nummer beginnt eine Serie von Artikeln über die AEG-Ölmaschine. Da das Bedürfnis nach Maschinen von wenigen Pferdekräften anfangend bis hinauf zu etwa 500 PS durch Dampfturbinen wirtschaftlich nicht befriedigt werden kann, hat die AEG, um diese Lücke auszufüllen, die Herstellung einer Ölmaschine für unmittelbaren Antrieb von Dynamomaschinen unternommen, welche die bei Dampfturbinen erreichte Einfachheit der Bedienung, ihren geräuschlosen Gang und ihre Sicherheit des Betriebes nach Möglichkeit aufweist. Aus dem sonstigen Inhalt des Heftes sei noch der reich illustrierte, die Einrichtungen in den AEG-Fabriken zur Verhütung von Unfällen behandelte Beitrag erwähnt, dessen Ausführungen damit schließen, daß die AEG, von dem Wunsche erfüllt, Arbeitsunfälle immer mehr zu verhüten und zu mildern, dauernd ihr Interesse der weiteren Vervollkommnung ihrer diesem Ziele geltenden Einrichtungen widmet.

Joseph Plaßmann, Jahrbuch der Naturwissenschaften 1912—1913. 28. Jahrg. Werdersche Verlagshandlung. Freiburg i. Br. 1913. Geb. M. 7.50

Einstein, Albert und **Grossmann, Marcel,** Entwurf einer verallgemeinerten Relativitätstheorie und einer Theorie der Gravitation. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1913. M. 1.20

Die Antenne, Heft 3, 1913. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Berlin SO. 26.

Max Krause, Erinnerungen an Adolf Slaby. Verlag Julius Springer, Berlin 1913. M. —.60

Hermann Week, Deutsches Luftrecht. Carl Heymanns Verlag, Berlin 1913. M. 10.—

Gustav Heim, Ursache und Bedingung. Widerlegung des Konditionalismus und Aufbau der Kausalitätslehre auf der Mechanik. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1913. M. 1.60

Bull. Bureau of Standards, August und Oktober 1912. The Silver Voltameter, Part. I u. II.

Bureau des Longitudes, Conférence Internationale De l'Heure. Librairie Gauthier-Villars, Paris. Fr. 10.—

C. V. Boys (übersetzt von G. Meyer), Seifenblasen, ihre Entstehung und ihre Farben. (Vorlesungen über Kapillarität). 2. verm. Aufl. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1913. M. 5.—, geb. M. 6.—

Wireless World, Nr. 3 (Juni), Nr. 4 (July), Nr. 5 (August) 1913. Marconi Press Agency, Marconi House, Strand, London W. C.

(Eingesandt 20. August 1913.)

Literaturverzeichnis.

Abraham, Henri, La Rev. Él. Nr. 229, S. 39, 1913. Chronophotographie de précision des ondes hertziennes (vgl. Soc. Franç. de Phys. Nr. 44, S. 3—4, 1913.

Arkadiew, W., Phys. Ztschr. 14, 561, 1913. Das Verschwinden der ferromagnetischen Eigenschaften bei den kürzesten elektrischen Wellen.

— Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 45, phys. Teil S. 45—60, 1913. Über die Reflexion elektromagnetischer Wellen an Drähten (russisch).

Austin, L. W., Electrician 71, 533, 1913, u. Journ. Wash. Ac. of Sc. Nr. 11, 1913. Difference in shength of day and night signals in radiotelegraphy.

— Electrician 71, 580, 1913. Absorption with the arc and spark.

Barton, Edwin H., Phil. Mag. Nr. 151, S. 111, 1913. Range and sharpness of resonance under sustained forcing and their variations with pitch.

Bouthillon, Ztschr. f. Schwachstromt. 7, 221, 1913 (Ref. über Ann. des Postes, Télégraphes et Téléphones Decbr. 1912, S. 380). Drahtlose Telegraphie mit Wellen großer Länge.

Brown, S. G., Ztschr. f. Schwachstromt. 7, 206, 1913. Einige Verfahren zur Verstärkung von schwachen Telegraphenströmen.

Curtis, Austen M., Electrician 71, 500, 1913. Effect of the moon on wireless telegraphy.

Dyrna, Friedrich, Ztschr. f. Schwachstromt. 7, 288, 1913. Das Resonanzinduktorium.

Eccles, W. H., Proc. Phys. Soc., London 25 (4), 273, 1913. Electrothermal phenomena at the contact of two conductors, with a theory of a class of radiotelegraph detectors.

Eichhorn, G., Die Naturwiss. Heft 27, S. 633, 1913. Über die Begutachtung der englischen Parlaments-Kommission betreffend die Systeme für drahtlose Telegraphie bei großen Entfernungen.

Eichhorn, G., Journ. Télég. (Bern) Nr. 7 u. 8, 1913. Sur l'excitation par choc des oscillations électriques dans la télégraphie sans fil et ses avantages.

Fleming, J. A., Electrician 71, 641, 1913. Some oscillograms of condenser discharges, and a simple theory of coupled oscillatory circuits (vgl. Proc. Phys. Soc., London, 25, 217, 1913).

French Radio-Telegraphic Apparatus, Electrician 71, 570, 1913.

Ganswindt, Isolde, s. Martens, F. F.

Gody, L'Électricien Nr. 1178, S. 53, 1913. Détecteur „Gody" à cristaux.

Goldberg, G., Elektrot. Ztschr. 34, 873, 1913. Die magnetischen Eigenschaften der Legierungen.

Grall, J. R., s. Müller, Johs. J. C.

Henry, L'Électricien Nr. 1174, S. 401, 1913. La station radiotélégraphique et radiotéléphonique de Seattle (Dubilier-System).

Hogan, John L. jr., Electrician 71, 486, 1913. The heterodyne receiving system.

— Electric World Nr. 25, S. 1361, 1913. Quantitative results of recent radio-telegraphic tests between Arlington, Va., and U. S. S. „Salem".

Homag, La Lum. Él. XXIII (2), 18, 1913. La station radiotélégraphique à grande puissance de Hanovre.

Howe, G. W. O., Electrician 71, 655, 1913. The system „A onde unique" (?) of the Société Française Radio-Électrique. (Vergleiche daselbst S. 824/5 Diskussion Howe-Bethenod, ferner S. 862 M. E. Packman.)

Hoyt, J. E., Ann. Phys. Beibl. 37, 857, 1913 (Ref. über Phys. Rev. 35, 387, 1912). Oszillographische Messungen am singenden Lichtbogen.

Hupka, E., Die Naturwiss. Heft 25, S. 598, 1913. Die Generatoren für ungedämpfte Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie.

Kiebitz, F., Electrician 71, 608, 1913. Transmission experiments with earth antennae.

Kuhlmann, Karl, Bull. Schweiz. Elektrot. Verein Nr. 6, S. 141, 1913. Die Rückwirkung des Einschaltstromes von Transformatoren auf das Netz (vgl. auch Arch. f. Elektrot. 1, 527, 1913).

Longueval, E. de, La Lum. Él. Tome XXII (2), 396, Tome XXIII (2), 13, 1913. L'envoi de l'heure par la station radiotélégraphique de la Tour Eiffel.

Ludewig, P., Elektrot. Ztschr. 34, 918, 1913 (Ref. über Deutsche Luftfahrer-Ztschr. Nr. 9—11, 1912). Die Ergebnisse der bisherigen Versuche mit drahtloser Telegraphie beim Luftfahrzeug.

Martens, F. F. u. Ganswindt, Isolde, Verh. D. Phys. Ges. 15, 557, 1913. Über Form und Erregung von Sendern für kurze elektrische Wellen.

Meller, G. u. Pozaryski, M., Elektrot. Ztschr. 34, 716, 1913. Oszillographische Demonstrationen gedämpfter Schwingungen.

Mie, Gustav, Phys. Ztschr. 14, 723, 1913. Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Gotthelf Leimbach (ebenda S. 473): Die Energieaufnahme elektrischer Sender von kleiner Wellenlänge.

Moretti, Riccardo, Elektrot. Ztschr. 34, 654, 1913 (Referat). Drahtloses Fernsprechen nach Moretti.

Müller, Johs. J. C. u. Grall, J. R., Elektrot. Ztschr. 34, 800, 1913. Über die Herstellung und Abstimmung einer Sende- und Empfangsstation der drahtlosen Telegraphie für Vorlesungszwecke.

Ort, Karl u. Rieger, Josef, Electrician 71, 350, 1913. Condenser telephones.

Petrowsky, A., Wissenschaftliche Grundlagen der drahtlosen Telegraphie, Teil I (russisch) St. Petersburg 1913.

Pozaryski, M., s. Meller, G.

Ratnowsky, S., Verh. D. Phys. Ges. **15**, 497, 1913. Experimenteller Nachweis der Existenz fertiger elektrischer Dipole in flüssigen Dielektrizis.

Rayleigh, Lord, Elektrot. Ztschr. **34**, 774, 1913 (Ref. über Mitt. a. d. Roy, Soc. 2. XII. 1912). Die Wirkung von Verbindungsstellen auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen längs Leitern).

Rein, H., Phys. Ztschr. **14**, 633, 1913. Ein Beitrag zur Frage der elektrischen Abstimmfähigkeit der verschiedenen radiotelegraphischen Systeme.

Richarz, F., Die Naturwiss. Heft 26, S. 627, 1913. Über eine neue Methode der Stoßerregung elektrischer Schwingungen (nach der Inaug.-Diss. von Moritz Vos, Marburg, vgl. Jahrb. 7, Heft 3, 1913).

Rieger, Josef, s. Ort, Karl.

Rietz, W., Ann. Phys. **41**, 543, 1913. Über die Kapazität von Spulen.

Rohmann, H., Phys. Ztschr. **14**, 528, 1913. Über das Auftreten der Stoßerregung bei mehreren Koppelungen.

Rüdenberg, Reinhold, E. u. M. **31**, 421, 1913. Der Verlauf elektrischer Wellen auf Leitungen mit räumlich veränderlicher Charakteristik.

Rybczynski, Witold v., Ann. Phys. **41** (4), 191, 1913. Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie auf der Erdkugel.

Schäfer, K., s. Wallot, J.

Schorr, R. u. Dolberg, F., Ztschr. f. Instrumentenkunde **33**, 141, 1913. Über eine Kontakteinrichtung zur Abgabe der internationalen funkentelegraphischen Zeitsignale.

Schreiber, Ernst, Ann. Phys. **41**, 767, 1913. Über die Nachwirkung bei dielektrischer Erregung.

Schüler, L., Elektrot. Ztschr. **34**, 611, 652, 1913. Der Wirkungsgrad von Elektromagneten.

Schwartz et Villatte, La Lum. Él. Tome XXII (2), 400, 1913. Sur la première détermination de différence de longitude par télégraphie sans fil en Afrique occidentale française (vgl. C. R. **146**, 1743, 1913).

Synchronome Co., El. Eng. Nr. 342, S. 421, 1913. A wireless receiving apparatus for time signals (The Horophone).

Taylor, A. H., Phys. Rev. (2) **1**, 321, 1913. Optimum wavelength in radiotelegraphy.

Taylor, J. E., Electrician **71**, 269, 1913. Coupled wireless telegraph transmitters.

Telefunken, Electrician **71**, 302, 1913. Progress of the quenched-spark radio-telegraph system.

Thieme, Bruno, Elektrot. Ztschr. **34**, 828, 1913. Über die Verlängerung von Induktionsfunken mittels fremder Hilfsmittel an der Funkenstrecke.

Tissot, C., C. R. Tome **156**, 1523, 1913. Influence des oscillations électriques sur la conductibilité de certains sels métalliques fondus.

Thurn, H., Elektrot. Ztschr. **34**, 846, 1913. Funkentelegraphischer Zeitsignalempfänger.

Vanni, La Nature Nr. 2086, 387, 1913. La téléphonie sans fil (System Vanni).

Villate, s. Schwartz.

Wagner, Karl Willy u. Wertheimer, Alfred, Elektrot. Ztschr. **34**, 613, 649, 1913. Über Präzisionswiderstände für hochfrequenten Wechselstrom.

Wallot, J. u. Schäfer, K., Ann. Phys. **41** (4), 230, 1913. Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen an metallisch umhüllten Drähten.

Wanach, B., Ztschr. f. Instrumentenkunde **33**, 172, 1913 (Ref. über G. Bijourdan, C. R. **156**, 105, 1913). Beschreibung eines Apparates zur automatischen Auslösung von Zeitsignalen.

— ebenda, S. 199, 1913 (Ref. über C. R. **155**, 1458, 1912). Ein elektrischer Zeitmeßapparat zur Vergleichung zweier periodischer Phänomene.

Zeitschrift für Schwachstromtechnik 7, 293, 319, 1913. Der Bericht der englischen radiotelegraphischen Studienkommission.

Zenneck, J., Phys. Ztschr. **14**, 535, 1913. Das Verhalten von Aluminium-Ventilzellen besonders bei Hochfrequenz.

(Eingesandt 20. August 1913.)

Bücherbesprechungen.

„The Year-Book of Wireless Telegraphy and Telephony 1913", The St. Catherine Press, London, 564 Seiten. Preis 2 sh. 6 p.

Von der „Marconi Press Agency, Ltd., London, ist das vorstehend genannte Year-Book herausgegeben worden. Unter Berücksichtigung des Umstandes, daß die drahtlose Telegraphie heute eine weit umfassende Angelegenheit geworden ist, mit welcher nicht nur wissenschaftliche und spezialtechnische sondern auch sehr große kommerzielle Interessen verknüpft sind, bezweckt das populäre „Year-Book" mit seinen gemeinverständlich dargestellten Mitteilungen den Bedürfnissen weiterer Kreise zu entsprechen.

Nach dem Charakter des vorliegenden Bandes 1913 dient das Year-Book jedoch vornehmlich den Interessen des Marconi-Systems, wenn auch bei loyalem Verhalten gegenüber den anderen Systemen, und sollte deshalb zutreffender auch als „Marconi Year-Book" bezeichnet werden.

Es ist nicht möglich an dieser Stelle über den mannigfaltigen Inhalt des umfangreichen Buches eingehend zu berichten. Wir wollen uns deshalb hier darauf beschränken, die wichtigsten Abschnitte kurz zu erwähnen.

Den Anfang des Buches bildet ein großes Kapitel, das auf 140 Druckseiten nicht nur die internationale sondern auch die interne Gesetzgebung der drahtlosen Telegraphie sehr ausführlich behandelt; betreffs der internationalen Gesetzgebung enthält es eine vollständige Wiedergabe der Londoner Radiotelegraphie-Konvention von 1912; betreffs der internen Gesetzgebung wird behandelt, was in den verschiedenen Kulturstaaten auf dem Gebiete der staatlichen Bestimmungen geleistet worden ist, um den drahtlosen Telegraphenverkehr innerhalb der Rechtsbezirke der verschiedenen Staaten zu regeln.

Dem erwähnten Kapitel folgt ein Verzeichnis der drahtlosen Telegraphenstationen der ganzen Welt, und zwar sind diese gruppiert nach Landstationen und Schiffsstationen. Die Seiten 287—403 sind in Anspruch

genommen von Spezialartikeln, von denen die folgenden hervorzuheben sind: „Electrical Measurements in Wireless Telegraphy“ von Prof. Dr. J. A. Fleming, „Wireless Time Signals“ von ersten Assistenten bei Cambridges Observatorium A. H. Hinks, „The Wireless Direction Finder“ von C. E. Prince, „The Marconi System of Wireless Telegraphy“ von Andrew Gray, „The technical Situation of Wireless Telephony“ von Dr. J. Erskine-Murray, „Some facts and theories of long distance signalling“ von Dr. W. H. Eccles, usw.

Es folgt dann eine Zusammenstellung von Formeln, die für die Praxis der drahtlosen Telegraphie nützlich sind. Ein wertvoller Beitrag ist das „Drahtlose Wörterbuch“, enthaltend mehr als 200 vergleichende Wörter der englischen, deutschen, französischen, italienischen und spanischen Sprachen. Ein Kapitel unter der Rubrik: „Useful Data“ enthält auf 40 Druckseiten Tabellen und Auskünfte verschiedenster Art. Den Abschluß bilden mit Porträts illustrierte biographische Skizzen der bekanntesten Persönlichkeiten aus Wissenschaft und Technik der drahtlosen Telegraphie. T.

Svante Arrhenius, Das Werden der Welten. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1913. Aus dem Schwedischen übersetzt von L. Bamberger. M. 5.—.

Die vorliegende Ausgabe ist die 2. erweiterte Auflage des vor 5 Jahren erschienenen Werkes und gliedert sich in folgende Kapitel: I. Vulkanische Erscheinungen und Erdbeben. II. Die Himmelskörper, besonders die Erde, als Wohnstätte lebender Wesen. III. Strahlung und Konstitution der Sonne. IV. Der Strahlungsdruck. V. Der Sonnenstaub in der Erdatmosphäre: Polarlicht und Variationen des Erdmagnetismus. VI. Untergang der Sonne; Entstehung der Nebelflecken. VII. Nebelfleckzustand und Sonnenzustand. VIII. Die Ausbreitung des Lebens durch den Weltenraum.

Das bekannte Werk bedarf keiner weiteren Empfehlung. Jeder Gebildete wird mit Spannung die interessanten kosmogonischen Betrachtungen des verehrungswürdigen Altmeisters verfolgen. E.

Jacobus Henricus van't Hoff, Sein Leben und Wirken von Ernst Cohen. (Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1912.)

Jedem Chemiker und Physiker ist diese würdige Biographie eines Mannes, dessen Wirken ihm ein leuchtendes Vorbild gewesen, ein Festgeschenk. Aber nicht nur der Forscher, sondern auch der liebenswürdige Mensch wird vom langjährigen Freunde gezeichnet, und so entsteht vor den Augen des Lesenden ein fesselndes geschlossenes Bild der großen Persönlichkeit, deren Namen auch außerhalb der Fachkreise weltbekannt geworden ist. E.

Illustrierte Technische Wörterbücher in 6 Sprachen (Deutsch, Englisch, Französisch, Russisch, Italienisch, Spanisch) nach besonderer Methode bearbeitet von K. Deinhardt u. A. Schlomann, Ingenieure. Band II: Die Elektrotechnik unter redakt. Mitwirkung von Ingenieur C. Klinzbrunner; mit nahezu 4000 Abbildungen und zahlreichen Formeln. Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin.

Jedem Forscher, Ingenieur und Übersetzer wird dieses kompendiöse Werk ein willkommenes vademecum sein. Soweit ich bei der Durchsicht des dicken Bandes „Elektrotechnik" sehen kann, scheint eine hohe Vollständigkeit erreicht zu sein. Bei der drahtlosen Telegraphie sind vielleicht noch einige Ergänzungen wünschenswert; z. B. fehlen für das Wort Funkenstrecke die entsprechenden gebräuchlichen Worte „spark-gap" im Englischen, und „éclateur" im Französischen; für „Schaltung" ist weniger das jetzt allein genannte englische Wort connection als „device" üblich. Das sind aber Kleinigkeiten, die den Wert dieser sehr nützlichen Zusammenstellungen nicht beeinträchtigen. E.

The Svedberg, Die Existenz der Moleküle (Akadem. Verlagsgesellschaft, Leipzig 1912). Experimentelle Studien.

Der bekannte Verfasser, Professor an der Universität Upsala, berichtet in diesem Werke über den heutigen Stand der jetzt wieder im Vordergrund des Interesses stehenden Molekulartheorie, insbesondere über seine eigenen ausgezeichneten Beiträge zum Ausbau derselben, der jetzt soweit gediehen ist, daß an der wahren Existenz der Moleküle nicht mehr zu zweifeln ist. Auch weiteste Kreise wird es interessieren, mit welchen Mitteln die Lösung dieses wichtigen Problems gelungen ist. Der erste Abschnitt behandelt die Multimolekularen Erscheinungen (1. Die Lichtabsorption; 2. Die Diffusion). Ein zweiter Abschnitt betrifft Paucimolekulare Erscheinungen (1. Die Brownsche Bewegung; 2. Die spontanen Konzentrationsschwankungen in radioaktiven Lösungen und Gasen. E.

Bureau des Longitudes, Conférence Internationale de l'heure (Paris, Octobre 1912). Librairie Gauthier-Villars, Paris 1912. F. 10.—.

Das Werk ist ein vollständiger Bericht der Zeitkonferenz in Paris des letzten Jahres und wird allen Radiotechnikern sehr willkommen sein. E.

P. Langevin et **M. de Broglie,** La Théorie du rayonnement et les Quanta. Rapport et Discussions de la Réunion tenue à Bruxelles du 30 octobre au 3 novembre 1911. (Librairie Gauthier-Villars, Paris 1912.)

Das umfangreiche Werk bildet den ausführlichen Bericht über die Vorträge und Diskussion des eigenartigen Kongresses, welcher unter den Auspizien des wissenschaftlichen Mäcens E. Solvay vor ca. 2 Jahren in Brüssel tagte, und ist für den Fachmann eine sehr willkommene Übersicht der modernen physikalischen Theorien der Strahlung und des Aufbaues der Materie. E.

Paul Drude, Physik des Äthers auf elektromagnetischer Grundlage. 2. Aufl. Neu bearbeitet von Prof. Dr. Walter König. Verlag von Ferdinand Enke, Stuttgart 1912. M. 16.—.

Die von Prof. König vorzüglich besorgte Neuausgabe dieses jedem Physiker bekannten Drudeschen Werkes hat einige zweckmäßige Änderungen erfahren. Die einzelnen Kapitel behandeln: I. Elektrostatik; II. Magnetismus; III. Elektromagnetismus; IV. Elektrodynamik; V. Elektroinduktion im Magnetfeld; VI. Elektrokinematik; VII. Das elektromagnetische Feld in

Isolatoren; VIII. Elektrische Schwingungen; IX. Elektrische Wellen. Die in der ersten Auflage enthaltenen Abwägungen der alten Theorie gegen die heute wissenschaftlich allgemein anerkannte Maxwellsche Theorie sind, da sie jetzt nur noch den Historiker interessieren, ganz fortgelassen. — Da der Herausgeber auf eine Weiterführung der Darstellung auf die Probleme der Elektronenlehre verzichten wollte, andererseits das Werk aber doch eine richtige Grundlage für den weiteren Ausbau der Elektrizitätslehre im Sinne der Elektronentheorie enthalten sollte, so wurde jetzt die Elektrostatik an die Spitze gestellt und ausführlicher behandelt. Eine weitere Erweiterung ist in dem sehr klar geschriebenen Kapitel über elektrische Schwingungen bzw. die theoretischen Grundlagen der drahtlosen Telegraphie enthalten, für die sich ja Drude in seinem letzten Lebensjahr besonders interessierte. Auch hinsichtlich der mathematischen Symbole ist das Werk modernisiert worden. Die Kapitel über Optik wurden weggelassen, da sie jetzt in der neu herausgegebenen 3. Auflage von Drudes „Lehrbuch der Optik" enthalten sind.

In Examensnöten ist wohl jedem Physiker dieses ausgezeichnete Werk als ein sicheres vademecum hoch willkommen gewesen, und die Lektüre der Neuausgabe führte mir nicht nur die Studienzeit wieder vor Augen, sondern auch die so sympathische Persönlichkeit des beliebten und tragisch geendeten Gelehrten, dessen Bildnis die neue Ausgabe schmückt.

In der Bibliothek jedes Physikers wird dieses Werk einen Ehrenplatz behaupten. E.

Paul Drude, Lehrbuch der Optik. Dritte erweiterte Auflage, herausgegeben von Prof. Dr. E. Gehrcke. Verlag von S. Hirzel, Leipzig 1912. M. 12.—, geb. M. 13.—.

Dieses bewährte Werk Drudes ist wie kein zweites geeignet, einen Überblick über sämtliche Gebiete der modernen Optik zu geben. An Zusätzen in der von Prof. Gehrcke mit gründlicher Sachkenntnis besorgten Neuausgabe seien genannt der Abriß der Stokesschen Theorie der Aberration in dem heute so strittigen Kapitel der Optik bewegter Körper und der Abschnitt über die photochemischen Vorgänge in Gasen. Die Anordnung des neuen Werkes ergibt sich aus folgender Inhaltsübersicht: Geometrische Optik: Kapitel I: Die Fundamentalgesetze; Kapitel II: Geometrische Theorie der optischen Abbildung; Kapitel III: Physikalische Herstellung der optischen Abbildung; Kapitel IV: Über Strahlenbegrenzung und die von ihr abhängige Lichtwirkung; Kapitel V: Optische Instrumente. — Physikalische Optik: I. Abschnitt, Allgemeine Eigenschaften des Lichtes: Kapitel I: Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes; Kapitel II: Interferenz des Lichtes; Kapitel III: Das Huygenssche Prinzip; Kapitel IV: Beugung des Lichtes; Kapitel V: Polarisation. II. Abschnitt, Optische Eigenschaften der Körper: Kapitel I: Theorie des Lichtes; Kapitel II: Durchsichtige isotrope Körper: Kapitel III: Optische Eigenschaften durchsichtiger Kristalle; Kapitel IV; Absorbierende Körper; Kapitel V: Die Dispersion der Körper; Kapitel VI: Natürlich-aktive Körper; Kapitel VII: Magnetisch-aktive Körper; Kapitel VIII: Bewegte Körper. III. Abschnitt, Die Strahlung der Körper: Kapitel I: Die Strahlung in energetischer Deutung; Kapitel II: Anwendung des zweiten

Hauptsatzes der Thermodynamik auf reine Temperaturstrahlung; Kapitel III: Das Leuchten der Gase und Dämpfe.

Für mich war es eine besondere Befriedigung, daß der Herausgeber auf S. 470 seine Ansicht, die jedenfalls diejenige der meisten Experimentalphysiker ist, über die sog. Relativitätstheorie in unverblümter Weise zum Ausdruck gebracht hat durch die Worte „Soviel ist sicher, daß die Begeisterung für die Relativitätstheorie die größte Massensuggestion war, die in der Physik seit den Tagen der N-Strahlen vorgekommen ist.“ Bei den Anhängern dieser Theorie hat diese Äußerung natürlich Mißbilligung hervorgerufen; M. Born meinte beispielsweise, daß es eine kränkende Behauptung von verletzender Form sei, die eine Diskrepanz bedeute mit dem Stil des klassischen Werkes von Drude. Ich finde das absolut nicht, bin vielmehr überzeugt, daß sie so recht dem geraden Sinn Drudes entsprochen hätte. Die unklaren Leisetreter waren ihm nie sympathisch, und einen wahren Ausspruch würde er immer geschätzt haben auch in derber Form. Ich sage nichts gegen die Relativität des Zeitbegriffes. Das Verdienst in dieser Hinsicht von Einstein, dessen souveräne Beherrschung der Mittel der theoretischen Physik jeden Physiker mit Bewunderung erfüllen muß, beschränkt sich wohl auch darauf, daß er diese Relativität in den Kreisen der Physiker wieder in den Vordergrund des Interesses gestellt hat, die aber schon längst vor ihm bekannt und oft erörtert wurde, allerdings weniger in bekannten physikalischen Schriften. Ich verweise dieserhalb auf den Aufsatz von Gehrcke „Nochmals über die Grenze des Relativitätsprinzips“ in den Verh. D. Phys. Ges. Nr. 21, 1911, bzw. auf die Schrift von Palágyi. Auch in M. Frischeisen-Köhlers „Jahrbücher der Philosophie (eine kritische Übersicht der Philosophie der Gegenwart) 1913“ ist hierüber viel Literatur zu finden. Einstein hat also in erster Linie eine gewisse neue Anregung und Erregung in den Kreisen der Physiker für Fragen der Erkenntnistheorie gebracht, in denen viel früher schon der verdienstvolle Altmeister der Physikerzunft Mach sein Vorläufer war. Der Umstand nun aber, daß das was man die Einsteinsche Relativitätstheorie nennt, auf gleichförmige Translation beschränkt bleibt und sich nicht auf ungleichförmige Translation und Rotation ausdehnen läßt, sollte allein schon erkennen lassen, daß dieser Theorie keine physikalische Bedeutung zukommen kann. Dazu kommen dann noch so viele bedenkliche Konsequenzen wie z. B. hinsichtlich der Auffassung der elektromagnetischen Strahlungserscheinungen im Geiste dieser Theorie, die geradezu zu der alten überwundenen Emissionstheorie zurückkehrt, wenn auch mit der bekannten reservatio mentalis, daß das, was emittiert werden soll, „sui generis“ sei, womit alles und nichts gesagt ist. Der bewährten Weltäther-Hypothese soll allein schon aus dem Grunde der Garaus gemacht werden, weil es nach der Relativitätstheorie kein ausgezeichnetes Bezugssystem geben darf, während andererseits Georg Helm (Phys. Ztschr. **13**, 157, 1912) zu beweisen suchte, daß eine ganz konsequente Ätherhypothese gar nicht ohne das Relativitätsprinzip durchführbar sei. Man drückt sich mit halbmystischen Unklarheiten herum, anstatt daß man dieser famosen Relativitätstheorie einfach den Abschied gibt, wie auch ich es in Wort und Schrift vertrete schon aus dem Grunde, weil die Erfahrung zeigt, daß nur mit physikalisch konkretisierbaren Vorstellungen die wirklich großen Leistungen

der Forschung und eine Förderung unserer Naturerkenntnis erzielt wurden. So paßt die Gehrckesche Kritik über die Relativitätstheorie durchaus in das Werk über Optik von Drude, das ein Muster von Klarheit und ein Spiegel der Wahrheit ist. E.

M. Radakovic, Über die Bedingungen für die Möglichkeit physikalischer Vorgänge. Volkstümliche Vorträge gehalten an der Universität Czernowitz. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1913. M. 1.40

In sehr anregender und gemeinverständlicher Weise werden in dieser kleinen Schrift, die wir bestens empfehlen, das Gesetz der Erhaltung der Energie und der für die Vorstellungen eines Nichtphysikers meistens etwas schwer verständliche Entropiesatz besprochen. Es wird in philosophischer Hinsicht betont, daß die in der Natur möglichen physikalischen Prozesse alle nicht umkehrbar sind und daß das ganze Geschehen in der Welt eingefügt ist in den unabänderlichen Ablauf der Zeit und in jeder Phase etwas Unwiderrufliches darstellt. E.

(Eingesandt 7. Juli 1913.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 7. 1913. Heft 5.

Ein neues Verfahren der Stoßerregung ungedämpfter elektrischer Schwingungen und deren Analyse durch oszillographische Aufnahmen mittels der Braunschen Röhre.

(A New Method of Impact Excitation of Undamped Electric Oscillations and their analysis by means of Braun Tube Oscillographs.[1])

Von **Leon Chaffee.**

Einleitung.

Elektrische Schwingungen sind gegenwärtig hauptsächlich wegen ihrer praktischen Anwendung für die Radiotelegraphie und Radiotelephonie von Interesse. Die Erzeugung sehr schneller Schwingungen und deren Studium bieten auch starkes theoretisches Interesse, und die Anwendung von Schwingungen bei Hochfrequenzmessungen und bei Untersuchungen ist von nicht geringer Bedeutung.

Bis vor wenigen Jahren war praktisch das einzige Verfahren zur Erzeugung von Schwingungen die Erregung mit Hilfe der disruptiven Entladung eines Kondensators durch eine verhältnismäßig lange Funkenstrecke zwischen Metallelektroden in Luft. Unter solchen Verhältnissen wird bei jedem Funken ein Zug gedämpfter Schwingungen erzeugt. Die Dauer dieser Wellenzüge ist im Vergleich zu dem zeitlichen Zwischenraum zwischen ihnen sehr kurz. Es ist klar, daß ein solches intermittierendes und stoßweise arbeitendes System für genaue elektrische Messungen schlecht geeignet ist; für die Verwendung in der

---

1) Vgl. Proc. of the Americ. Ac. of Arts and Sciences. Vol. XLVII, Nr. 9, Novbr. 1911.

drahtlosen Telegraphie ist das System überdies geräuschvoll und nicht wirkungsvoll, und außerdem werden durch die Notwendigkeit, hohe Potentiale anzuwenden, die Gefahr und die Schwierigkeit der Isolierung erhöht. Für die drahtlose Telephonie, bei der eine regelmäßige und kontinuierliche Energiestrahlung notwendig ist, ist das Verfahren der langen Funken vollständig nutzlos.

In den letzten paar Jahren haben die Verfahren zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittels der kurzen Funkenstrecke oder der Löschfunkenstrecke, sowie mittels des Lichtbogens ausgedehnte Anwendung gefunden. Bei diesen Verfahren werden die charakteristischen Eigenschaften sehr kurzer Funkenstrecken zwischen großen parallelen Metallflächen oder die charakteristischen Eigentümlichkeiten gewisser Formen des Lichtbogens nutzbar gemacht. Die Vorteile dieser Verfahren zur Erzeugung von Schwingungen liegen in ihrer größeren Wirksamkeit, ihrer Geräuschlosigkeit, der viel größeren Regelmäßigkeit und Kontinuierlichkeit der entstehenden Schwingungen und der Verwendung niedriger Potentiale. Die Wellenzüge folgen entweder sehr dicht aufeinander, oder die Schwingungen sind, wie bei dem Lichtbogenverfahren, kontinuierlich ohne wirkungslose Intervalle.

Für die Zwecke der vorliegenden Arbeit wird es genügen, wenn ich die Verfahren der kurzen Funkenstrecke und des Bogens einfach erwähne und entsprechend den charakteristischen Eigenschaften der entstehenden Schwingungen klassifiziere, und wenn ich die Typen mit den Namen ihrer Beobachter oder Entdecker bezeichne. Es gibt drei solcher Typen, nämlich die Duddellschen Schwingungen oder die Schwingungen des singenden Lichtbogens, die Poulsenschen Schwingungen, und die Wienschen Schwingungen oder die sogenannte Stoßerregung.

Die Duddell-Schwingungen[1]) werden erzeugt, wenn man einen Gleichstrom-Kohlebogen in Luft durch einen Schwingungskreis kurzschließt. Dieses Verfahren zur Erzeugung von Schwingungen ist dadurch charakterisiert, daß der Bogen immer gezündet bleibt, das heißt, daß der Kondensatorstrom in jedem Augenblick kleiner ist als der Speise- oder Hauptstrom. Diese Schwingungen haben geringe Energie und sind in der Schwingungszahl auf etwa 10000 in der Sekunde begrenzt, ein Umstand, der sie für die Radiotelegraphie unbrauchbar macht.

Die Poulsenschwingungen[2]) werden durch den Poulsenschen

---

1) W. Duddell, Journ. Inst. El. Eng. **30**, 232, 1900.

2) V. Poulsen, British Patent Specifications Nr. 15599, 1903. (D. R. P. Nr. 162945.)

Lichtbogen erzeugt. Dieser ist im wesentlichen ein Duddell-Bogen zwischen einer Kupferanode mit Wasserkühlung und einer Kohlekathode; dieser Bogen brennt in einem Magnetfelde und in einer Atmosphäre von irgend einem Kohlenwasserstoffgas. In diesem Falle wird der Bogen bei jeder Schwingung ausgelöscht, und der Kondensatorstrom ist in gewissen Augenblicken stärker als der Speisestrom. Die Poulsenschwingungen sind intensiver als der Duddell-Typus, und es lassen sich mit ihnen viel höhere Schwingungszahlen erreichen; die Energie wird jedoch bei Erhöhung der Schwingungszahl rasch kleiner. Es lassen sich Frequenzen von einer Million und darüber erhalten, aber mit geringer Energie. Obwohl die Poulsenschwingungen in der drahtlosen Signalgebung weitgehend angewandt werden, haben sie doch einige Nachteile, wie z. B. die erwähnte Beschränkung hinsichtlich der Frequenz und die charakteristische Änderung der Wellenlänge bei einer Änderung der Bogenlänge und der Stromstärke im Bogen.

Unter den Begriff der Wienschen Schwingungen[1]) fallen die mittels des Lepelschen Bogens[2]), des Peukertschen Bogens[3]) usw. erzeugten. Die Generatoren für die Schwingungen dieser Klasse bestehen aus zwei oder mehreren sehr kurzen Funkenstrecken zwischen großen Metallflächen, die durch Papier oder durch eine dünne Ölschicht getrennt und so angeordnet sind, daß die Luft ausgeschlossen ist. Die Funkenstrecken sind hintereinander geschaltet und durch einen Schwingungskreis kurzgeschlossen, der der Anordnung bei den anderen Generatorformen ähnlich ist. Mit diesem Primärkreise ist ein Sekundärkreis lose gekoppelt, in dem die Wienschen Schwingungen induziert werden. Bei jeder Unterbrechung der Funkenstrecke erfolgt ein stark gedämpfter Wellenzug, der im Sekundärkreise die beiden gewöhnlichen Koppelungswellen erzeugt. In der Pause zwischen dem Ende eines primären Wellenzuges und dem Beginn des nächsten schwingt der Sekundärkreis mit seiner freien Eigenperiode. Somit werden Schwingungen von drei verschiedenen Perioden erzeugt, von denen die letzte die wichtigste ist.

Ich habe sämtliche oben erwähnten Verfahren zur Schwingungserzeugung ohne Erfolg versucht, in der Absicht, Schwingungen mit einer Frequenz von mehr als 10^7 Schwingungen in der Sekunde und von hinreichender Regelmäßigkeit, Kontinuität und Intensität

---

1) Max Wien, Phys. Ztschr. **11**, 76, 1910.

2) Lepel, Electrician **63**, 142, 157, 174, 345, 376, 1909; **64**, 153, 386, 1909—1910; G. W. Nasmyth, Phys. Rev. **32**, 103, 1911.

3) *Peukert arc*, Electrician **64**, 361, 550, 1909.

für die Zwecke einer anderen Untersuchung zu erhalten. Nach dem Versagen der derzeit bekannten Methoden brachten weitere Versuche die neue Schwingungsfunkenstrecke und das Verfahren hervor, die in der vorliegenden Mitteilung erörtert werden sollen. Das Verfahren ähnelt in manchen Einzelheiten sehr dem Poulsenschen; hinsichtlich seiner elektrischen Wirkung ist aber das System von allen in den oben genannten drei Klassen enthaltenen völlig verschieden.

Die Schwingungen dieses neuen Systems gehören in keine der genannten drei Klassen von Schwingungen, sondern stehen, wie sich später zeigen wird, zwischen dem Poulsen- und dem Wien-Typus. Die erzeugten Schwingungen sind insofern von den Poulsenschen verschieden, als ihre Periode durch Änderungen der Speisestromstärke nur sehr wenig und durch Änderungen der Bogenlänge überhaupt nicht beeinflußt wird, und daß ihre Wellenform sinusförmig ist. Die Schwingungen sind vom Wienschen Typus insofern verschieden, als sie kontinuierlich sind und nur eine Periode haben[1], die praktisch die freie Periode des Kreises ist, in dem die Schwingungen induziert werden.

Ich werde im nachstehenden dartun, daß dieses neue System Schwingungen hervorbringt, die denen der übrigen Systeme an Regelmäßigkeit überlegen sind, wodurch sich dieses System, außer durch seine Einfachheit, für die Verwendung im Laboratorium und in der Praxis empfiehlt. Es ist das einzige Verfahren zur Erzeugung intensiver kontinuierlicher Schwingungen mit äußerst hohen Frequenzen, das ich kenne. Ich habe kontinuierliche und praktisch ungedämpfte Schwingungen von mehreren Ampere Stärke bei einer Wellenlänge von 20 m erhalten, die einer Frequenz von $1,5 \cdot 10^7$ Schwingungen in der Sekunde entspricht.

Die vorliegende Abhandlung zerfällt in drei Teile. Im ersten Teil beabsichtige ich, die allgemeinen charakteristischen Merkmale der Schwingungsfunkenstrecke anzugeben. Im zweiten Teil werden die Schwingungen mit Hilfe der Braunschen Röhre oszillographisch eingehender untersucht, und der dritte Teil enthält einige praktische Betrachtungen und Anwendungen der Schwingungen.

1) Bei ordentlicher Löschwirkung und richtiger Koppelung ist dies bekanntlich auch beim Wienschen Sender der Fall und bildet einen seiner Hauptvorzüge; der vom Verfasser angegebene Unterschied in dieser Hinsicht existiert also nicht. Die Redaktion.

Erster Teil.

Die allgemeinen charakteristischen Merkmale der Schwingungsfunkenstrecke

1. Beschreibung des Apparates.

Die Funkenstrecke besteht im wesentlichen aus einer Aluminiumkathode und einer Anode aus irgend einem anderen Metall, etwa Kupfer oder Silber. Beide Elektroden werden mit Wasser oder mit Luft gekühlt und sind von einer Atmosphäre von feuchtem Wasserstoff umgeben. Die aktiven Oberflächen der Elektroden sind genau parallele Ebenen von 1 bis 2 cm^2 Fläche und hinsichtlich ihres gegenseitigen Abstandes einstellbar; dieser beträgt, wenn er die besten Ergebnisse liefern soll, etwa 0,07 mm. Große Elektroden sind wegen der gesteigerten elektrostatischen Kapazität der Funkenstrecke, die im Vergleich zur Hauptkapazität des Schwingungskreises klein sein muß, nicht wünschenswert.

Für die Kathode ist Aluminium das einzige Metall, das überhaupt befriedigende Ergebnisse liefert, und die Funkenstrecke muß so konstruiert sein, daß man die Elektroden gelegentlich erneuern kann. Nachdem die Funkenstrecke einige Zeit hindurch in Betrieb gewesen ist, wird das Aluminium narbig und bedeckt sich mit einem sehr harten Oxyd, das schwer zu entfernen ist. Ich habe jedoch eine Elektrode mehr als hundert Stunden lang betrieben und nach Verlauf dieser Zeit noch recht befriedigende Ergebnisse erzielt.

Als Anode arbeiten mehrere Metalle gut, da die Anode anscheinend bei der Wirkung der Funkenstrecke eine sehr geringe Rolle spielt. Es scheint jedoch, daß die dichteren Metalle mit hohem Kathodengefälle, wie Kupfer oder Silber, erwünscht sind. Die Anode wird bei gelegentlicher Reinigung unbegrenzt brauchbar sein.

Wenn auch die in der Funkenstrecke erzeugte Wärmemenge klein ist, ist doch irgend ein Verfahren zur Kühlung der Elektroden erforderlich. Eine Luftkühlung mittels strahlender Rippen ist der Bequemlichkeit und Einfachheit wegen vorzuziehen. Fig. 1 zeigt die Einzelheiten einer Funkenstrecke mit Luftkühlung, und zwar in der rechten Hälfte im Schnitt. Bei *e* sieht man die Aluminiumelektrode, die mittels einer konischen Fassung in der massiven Elektrode *t* gehalten wird. Dieser Aluminiumelektrode gegenüber befindet sich eine Kupferelektrode von ähnlicher Form, die mittels einer konischen Fassung in einer ähnlichen massiven Elektrode gehalten wird. Diese

beiden massiven Elektroden sind mit Gewinden versehen und fassen in die seitlichen Gußteile *c*, *c* ein. Sie sind ferner mit geschwärzten Ausstrahlungsrippen aus Metall versehen, wie aus der Figur ersichtlich wird. Die seitlichen Gußteile sind voneinander durch ein dünnes Plättchen aus Hartgummi oder Asbestpappe getrennt, das in der Mitte ein kleines Loch für den Funkenraum *h* hat. Hartgummigriffe *r*, *r* dienen zur Einstellung. Der Einlaß und der Auslaß für den Wasser-

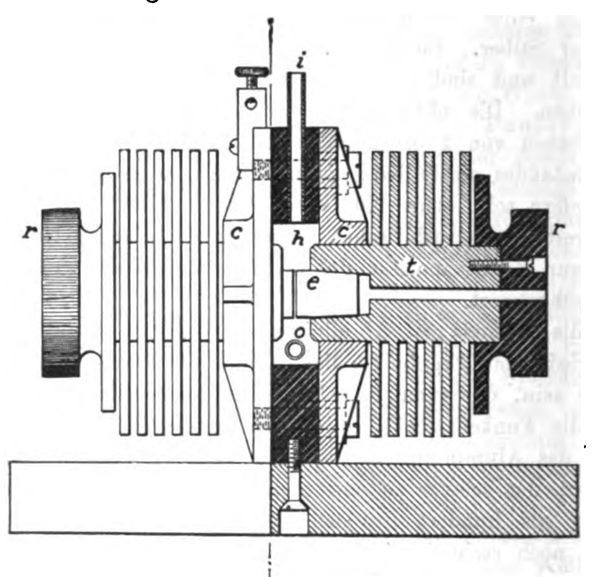


Fig. 1. Cu-Al-Entladungsfunkenstrecke mit Luftkühlung. $^1/_2$ natürl. Größe.

stoff sind bei *i* bzw. *o* angegeben. Die Figur ist in halber natürlicher Größe gezeichnet.

Ich benutzte indessen bei der vorliegenden Untersuchung durchweg eine Funkenstrecke mit Wasserkühlung, wie solche in Fig. 2 dargestellt ist. Ein Blick auf die Zeichnung lehrt, daß diese Funkenstrecke aus zwei hohlen Elektroden mit Gewinden besteht, die eine Kappe aus Aluminium bzw. aus Kupfer haben, und je am äußeren Ende mit einem Zufluß- und einem Abflußrohr für den Durchgang des Kühlwassers versehen sind. Die Elektrodenenden sind in ein Hartgummigehäuse mit einem kreisrunden Glasfenster eingeschlossen. Hartgummischeiben, die an den Elektroden befestigt sind, dienen als Handgriffe für die Einstellung. Die Figur ist in $^2/_5$ natürlicher Größe gezeichnet.

Die allgemeine Schaltung ist in Fig. 3 schematisch dargestellt. S ist eine Gleichstromquelle von einigen Hundert Volt, und zwar soll

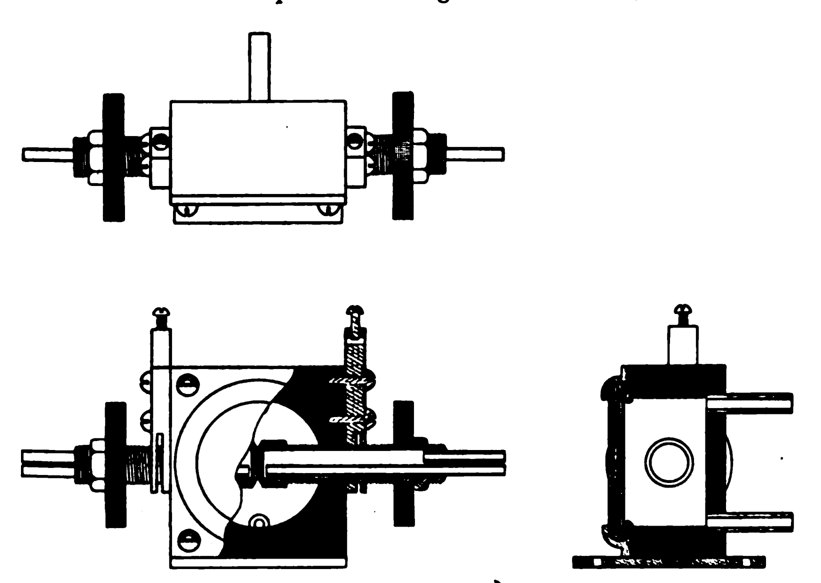


Fig. 2. Einzelheiten der Cu-Al-Funkenstrecke mit Wasserkühlung. $^2/_3$ natürliche Größe.

deren Spannung im folgenden, sofern nichts anderes vermerkt ist, zu 530 Volt angenommen werden. I_0 ist ein Gleichstromamperemeter,

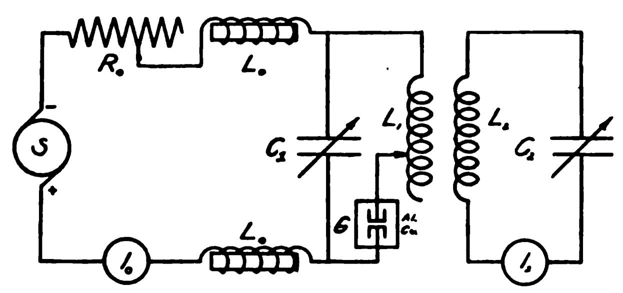


Fig. 3. Schaltungsschema.

das die Stromstärke im Speisungskreis mißt. Dieser Kreis enthält auch zwei Selbstinduktionen oder Drosselspulen L_0, L_0 und einen veränderlichen Widerstand R_0, durch den die Stromstärke auf etwa 0,2 Ampere herabgesetzt werden kann. Bei den nachstehenden Ver-

suchen sind L_0, L_0 gewöhnliche Selbstinduktionsspulen für Wechselstrombogenlicht, und R_0 ist ein für Stromstärken von $^1/_2$ zu $^1/_2$ Ampere verstellbarer Widerstand, der mit einem veränderlichen elektrolytischen Kupfersulfatwiderstand in Reihe geschaltet ist. C_1 und C_2 sind veränderliche Luftkondensatoren, G ist die Funkenstrecke, L_1 und L_2 sind die veränderliche Primärspule und die veränderliche Sekundärspule des eng gekoppelten Schwingungstransformators, und I_2 ist ein Hitzdrahtamperemeter.

2. Arbeitsweise der Funkenstrecke.

Das System wird selbsttätig angehen, wenn der Abstand zwischen den Elektroden nicht viel größer ist als 0,1 mm. Im Aussehen ähnelt die Entladung einem ganz winzigen Bogen von intensiv purpurroter Farbe, der vollkommen ruhig und stetig brennt. Die Entladung bleibt mehrere Minuten lang an einem Punkte auf den Elektroden, bis das Aluminium etwas narbig wird; dann geht sie plötzlich auf einen anderen Punkt über. Wenn man die Entladung mit Hilfe eines Spektroskopes untersucht, so erscheint nur das primäre Wasserstoffspektrum mit einem gelegentlichen schwachen Aufblitzen einiger weniger Aluminiumlinien. Tafel I*b* zeigt das Spektrum der Entladung mit einem Aluminiumspektrum als Vergleichsspektrum. Die Natur der Entladung soll im zweiten Teil eingehender behandelt werden; es erhellt aber aus der Figur, daß die Metalle nicht verdampft werden, und die Anzeichen deuten darauf hin, daß die Leitung ganz und gar durch Gasionisation erfolgt.

Wenn man die sekundären Schwingungen mittels eines Wellenmessers mißt, so beobachtet man nur eine einzige außerordentlich scharf abgestimmte Welle. Wegen der Stetigkeit der Schwingungen ist es oft schwierig, den Wellenmesser — in dem ein Telephonempfänger als Detektorkreis verwandt wird — ohne Verwendung eines Ausschalters oder Unterbrechers im Wellenmesserkreise einzustellen.

Die Änderung der Wellenlänge der sekundären Schwingungen mit der Änderung des Verbrauchsstromes ist sehr viel geringer als die beim Poulsenschen und beim Lepelschen Generator beobachtete. Diesen Punkt werden wir jedoch weiter unten mit größerem Nutzen behandeln, wenn wir für die Wirkungsweise der Funkenstrecke ein besseres Verständnis gewonnen haben werden.

Um die Wirkung einer Änderung in der Länge der Funkenstrecke auf die Intensität der sekundären Schwingungen darzutun, habe ich die in Fig. 4 wiedergegebene Kurve aufgenommen. Wie man sieht

hängt die Intensität des Sekundärstromes, wie sie durch das Hitzdrahtamperemeter gemessen wird, tatsächlich bis zu einem gewissen Grade von der Länge der Funkenstrecke ab, jedoch nicht in dem Maße, wie man erwarten könnte. Bei 0,19 mm hat die Sekundärstromstärke einen Höchstwert, aber ungefähr bei dieser Länge der Funkenstrecke fängt die Entladung an, zu zischen und unstetig zu werden. Bei anderen Werten der Hauptstromstärke I_0 würde die Kurve etwas anders ausfallen, aber im allgemeinen erzielt man die besten Ergebnisse mit einer Länge der Funkenstrecke, die zwischen 0,04 und 0,09 mm liegt.

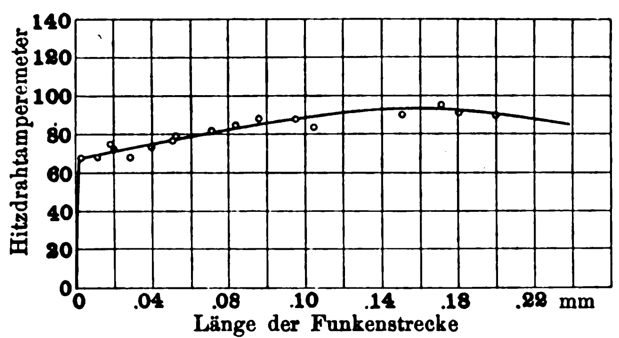


Fig. 4. Wirkung einer Änderung der Länge der Funkenstrecke.
$I_0 = 0{,}335$ Amp.; $\lambda_2 = 106$ m; $C_1 = 112 \cdot 10^{-5}$ MF.; $C_2 = 60 \cdot 10^{-5}$ MF.

Ich untersuchte die Wirkung einer Änderung des Wasserstoffdruckes. Anscheinend liefert Atmosphärendruck die befriedigendsten Ergebnisse, obschon bei vermindertem Druck die Schwingungen möglicherweise ein wenig intensiver sind, bis ein Druck von ungefähr 10 bis 20 cm erreicht ist; danach werden sie dann rasch schwächer. Erhöhter Druck ist entschieden nachteilig.

Ehe wir auf eine Erklärung der Kurven und der Ergebnisse eingehen, ist es wesentlich, eine umfassende Vorstellung von der Wirkungsweise des Systems zu gewinnen. Zu diesem Zwecke schalte ich hier eine kurze Übersicht über die während eines Kreislaufes auftretenden Vorgänge ein, deren Einzelheiten weiter unten ausführlicher behandelt werden sollen. Es ist am verständlichsten, wenn wir bei der Verfolgung des Verlaufes der Vorgänge mit dem Augenblicke beginnen, wo das System gerade eben angelassen worden ist; dann hat das Potential des primären Kondensators C_1 (Fig. 3) einen Wert erreicht, der ausreicht, um den hohen Widerstand der Funkenstrecke zu durchbrechen. Der Widerstand der Funkenstrecke sinkt rasch auf

einen sehr niedrigen Wert, wenn die Entladung des Kondensators C_1 und der Hauptstrom I_0 — der bisher in C_1 hineingeflossen war, und der wegen der Selbstinduktionen L_0, L_0 praktisch konstant bleibt — durch die Funkenstrecke und durch die Primärspule L_1 schießen. Dieses Hindurchschießen des Stromes erfolgt entsprechend einer zeitlich bestimmten positiven Stromschleife, deren Gestalt, Amplitude und Dauer von den Konstanten des Schwingungskreises, der Schnelligkeit der Energieabsorption seitens des Sekundärkreises und, in geringem Maße, von den Verhältnissen der Funkenstrecke und der Stärke des Hauptstromes, I_0, abhängen. Der Kondensator wird entladen und ziemlich im entgegengesetzten Sinne durch diesen positiven Stromstoß geladen. Wenn die richtigen Bedingungen gegeben sind, hört die Entladung auf, sobald I_1 Null wird, weil dann kein entgegengesetzter Strom vorhanden ist. Die Sekundäre empfängt seitens dieser Entladung einen gewissen Energiezuwachs und schwingt weiter, nachdem die primäre Entladung aufgehört hat.

Dieses oben erwähnte Fehlen eines entgegengesetzten Stromes beruht auf dem Zusammenwirken von drei Bedingungen. Die erste und wichtigste ist die praktisch augenblickliche Wiederherstellung des hohen Anfangswiderstandes der Funkenstrecke, wenn die Stromstärke Null wird; diese beruht vermutlich auf der Bildung einer isolierenden Oxydschicht auf dem Aluminium. Die zweite Bedingung ist der höhere Kathodenfall des Anodenmetalles, und die dritte die Absorption von Energie seitens der Sekundären, obschon die Gleichrichtung gewöhnlich ohne diese Hilfe vor sich geht.

Am Ende des vorerwähnten Stromstoßes ist die durch die Funkenstrecke gehende Stromstärke Null, und der Kondensator C_1 hat eine entgegengesetzte Ladung. Da der Hauptstrom konstant bleiben muß, fließt er jetzt in C_1 hinein, nachdem er während der Abnahme von I_1 auf Null allmählich auf C_0 übergegangen ist. Der Hauptstrom I_0 fließt mit praktisch konstanter Geschwindigkeit nach C_1, neutralisiert dabei die entgegengesetzte Ladung und lädt C_1 im ursprünglichen Sinne auf. Die Potentialdifferenz von C_1 wächst gleichförmig und erreicht einen viel höheren Wert, als außerhalb der Drosselspulen herrscht.

In der Funkenstrecke wirkt die Potentialdifferenz des Kondensators C_1, überlagert von den im Primärkreise durch den Sekundärstrom induzierten Potentialschwankungen. Letztere wirken wie eine Abzugsvorrichtung und lösen die primäre Entladung für eine zweite Periode in richtigem Phasenverhältnis mit der Sekundärschwingung aus.

Es ist nach den vorstehenden Betrachtungen klar, daß der Kondensator C_1 wegen der Selbstinduktionen L_0, L_0 eine viel höhere Potentialdifferenz erreichen kann als die der Stromquelle, und zwar wird die Größe dieses Kondensatorpotentials durch das Durchschlagspotential der Funkenstrecke bestimmt. Es ist weiter klar, daß wenn wir dieses Durchschlagspotential als annähernd konstant annehmen, die Anzahl der Entladungen von C_1 in der Sekunde von der Hauptstromstärke I_0 abhängt.

Die Dauer der einzelnen Primärentladung hängt nicht, wie behauptet worden ist, vom zugeführten Strom ab; somit ändert sich bei einer Änderung der Hauptstromstärke nur die Dauer der Pause zwischen den Primärentladungen. Die Sekundäre schwingt während dieser Pausen mit abnehmender Amplitude, entsprechend der Dämpfung des Sekundärkreises, weiter. Im folgenden bezeichnen wir die Anzahl der Sekundärschwingungen bei einer primären Entladung und Ladung als „inverse Ladungsfrequenz, bezogen auf die sekundäre Schwingung" („Inverse Charge Frequency referred to the secondary oscillation") oder kurz als „*I. C. F.*"

Nach dem Gesagten ist es klar, daß der Sekundärkreis seitens des Primärkreises periodische Impulse erhält, deren Frequenz vom primären Strom und der Kapazität des primären Kondensators abhängt. Während der Untätigkeitspausen des Primärkreises schwingt der Sekundärkreis mit seiner eigenen freien Periode und mit einer Dämpfung, die nur durch die Bedingungen des Sekundärkreises, wie Widerstand und Strahlung, bestimmt wird. Die Sekundärschwingung kann somit nicht streng als ungedämpft bezeichnet werden. Man kann jedoch die Amplitude der Schwingung dadurch praktisch konstant halten, daß man die primären Impulse alle zwei oder drei Sekundärschwingungen erfolgen läßt, und dann sind, wenn die Dämpfung im Sekundärkreise gering ist, die entstehenden Schwingungen fast vollkommen ungedämpft und kontinuierlich.

Damit die größtmögliche Energie auf den Sekundärkreis übertragen werde, müssen zwei Abstimmungsbedingungen, wie man sie nennen kann, erfüllt sein. Zunächst müssen die primären Entladungen immer im richtigen Phasenverhältnis zur Sekundärschwingung auftreten, oder, mit anderen Worten, muß die *I. C. F.* eine ganze Zahl sein. Diese Bedingung stellt sich, wie dargetan, durch die Rückwirkung der Sekundärschwingung auf den Primärkreis mehr oder minder selbsttätig ein, für niedrige Werte der *I. C. F.* jedoch nicht ganz. Die zweite Abstimmungsbedingung ist die, daß die Form der Primärwelle oder

des primären Stromstoßes eine solche sein muß, daß die sich ergebenden Impulse der elektromotorischen Kraft im Sekundärkreise, die von den verschiedenen Teilen der Primärwelle ausgehen, zur Sekundärwelle im richtigen Phasenverhältnis stehen. Bei einem festen Sekundärkreise kann man die erste Bedingung durch Veränderung der Hauptstromstärke I_0 oder der primären Kapazität C_1 erhalten. Die zweite Abstimmungsbedingung läßt sich durch Veränderung der primären Selbstinduktion L_1 erfüllen.

3. Beobachtungen und Diskussion der Ergebnisse.

Die beiden Abstimmungsbedingungen werden durch die Kurven in Fig. 5 u. 6 veranschaulicht. Die ausgezogene Kurve in Fig. 5 zeigt die Änderungen der Sekundärstromstärke I_2 in willkürlichem Maßstabe bei Änderung der Hauptstromstärke I_0 und läßt die Maxima und Minima von I_2 erkennen, die auftreten, wenn die erste Abstimmungsbedingung mehr oder minder vollkommen erfüllt ist. Die gestrichelten, unterbrochenen Linien geben die Ablesungen der maximalen Wellenlänge am Wellenmesser bei Erregung durch die Primärentladung an, und zwar als Ordinaten zu der Veränderlichen I_0. Die dritte, aus Punkten und Strichen zusammengesetzte Kurve gibt die Wellenmesserablesungen bei offenem Sekundärkreise wieder. Die Figur stellt die unter verschiedenen, aber ähnlichen Bedingungen erhaltenen verschiedenen Kurven recht gut dar.

Bei der Erklärung von Fig. 5 muß ich auf folgende Punkte aufmerksam machen: Wenn das Potential, auf das der Kondensator geladen wird, unter allen Bedingungen praktisch dasselbe ist — und das Experiment lehrt, daß dies angenähert der Fall ist, — so ist offenbar bei einem gegebenen C_1 die Anzahl der Entladungen in der Sekunde im Primärkreise in roher Annäherung proportional der Stromstärke I_0. Diese tatsächliche Funkenfrequenz erzeugt im Wellenmesser eine Wirkung, die einer Welle von dieser Frequenz entspricht. Würden wir diese primäre Grundwellenlänge, wie wir sie nennen wollen, als Funktion von I_0 aufzeichnen, so würde sich eine Kurve von derselben allgemeinen Gestalt ergeben, wie sie die aus Punkten und Strichen zusammengesetzte Kurve in Fig. 5 zeigt. Wenn jedoch der Sekundärkreis geschlossen ist, so übt der Sekundärstrom auf die Primärentladung einen ausgleichenden Einfluß aus und sorgt dafür, daß sie, wie gesagt, zu einer bestimmten Zeit in Abhängigkeit vom Sekundärstrome auftritt; dadurch zwingt sie den Primärkreis, so zu arbeiten, wie es die kurzen horizontalen Linien in der Figur angeben. Beispielsweise lehrt uns

die Betrachtung der Figur, daß bei einer primären Stromstärke von 0,7 Amp. die freie primäre Grundwellenlänge 350 m beträgt. Die dieser Wellenlänge entsprechende Schwingungszahl ist 860000 in der Sekunde; das bedeutet, daß in der Sekunde diese Anzahl primärer Entladungen erfolgt. Wenn hingegen der Sekundärkreis, der eine Eigenwellenlänge $\lambda_2 = 95$ m hat, geschlossen ist, so sind die Bedingungen wegen der Energieabsorption seitens des Sekundärkreises

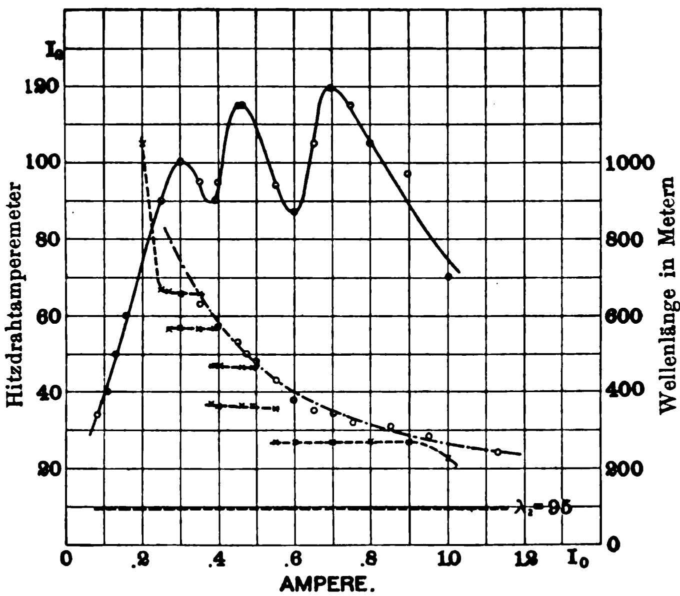


Fig. 5. Veranschaulichung der Abstimmung auf Ladungsfrequenz.
$\lambda_2 = 95$ m; $C_1 = 80 \cdot 10^{-5}$ MF.; $C_2 = 60 \cdot 10^{-5}$ MF.

andere, und der Primärkreis entlädt sich mit einer Geschwindigkeit, die einer Wellenlänge von ungefähr 280 m entspricht. Das ist ungefähr das Dreifache von λ_2, ein Zeichen dafür, daß die *I. C. F.* gleich 3 ist. Wenn die primäre Stromstärke vermindert wird, so wird der Primärkreis durch den Sekundärkreis gezwungen, sich mit dieser Geschwindigkeit zu entladen, bis die Stromstärke so klein geworden ist, daß die langsameren Geschwindigkeiten, die den Werten 4 oder 5 für die *I. C. F.* entsprechen, stabiler sind. Wenn die Bedingungen für diese Werte der *I. C. F.* am wenigsten erzwungen sind, so beobachtet man ein Maximum der Sekundärstromstärke, wie es in der Figur bei

$I_0 = 0,46$ zu sehen ist. Wie man sieht, springt beim steilen Teil der aus Punkten und Strichen bestehenden Kurve die *I. C. F.* zwischen mehreren aufeinanderfolgenden Werten. Jetzt ist es auch leicht verständlich, daß die Maxima der Sekundärstromstärke naturgemäß bei solchen Werten von I_0 auftreten, wo die *I. C. F.* weniger erzwungen ist.

Die zweite Abstimmungsbedingung, nämlich die Abstimmung auf die Wellenform, ist in Fig. 6 dargestellt. In diesem Falle wurden die

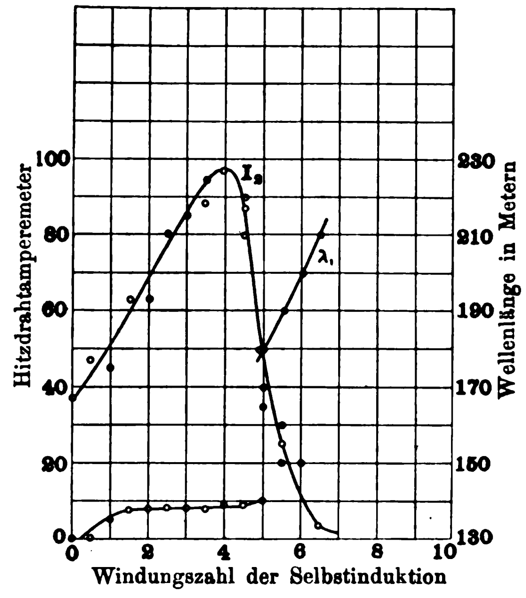


Fig. 6. Kurve zur Veranschaulichung der Abstimmung auf Wellenform.
$\lambda_2 = 86$ m; $I_0 = 0,75$ Amp.; $C_1 = 60 \cdot 10^{-5}$ MF.; $C_2 = 40 \cdot 10^{-5}$ MF.

Ablesungen am Hitzdrahtamperemeter im Sekundärkreise vorgenommen, während eine mit der Primärwickelung des Schwingungsumformers in Reihe geschaltete Selbstinduktion verändert wurde, und zwar sind die Abszissen die Windungszahlen der Spule. Die unzusammenhängende, mit λ_1 bezeichnete, Kurve stellt die primäre Grundwellenlänge als Funktion der Windungszahl der Selbstinduktion dar. Die Kurve für die Sekundärstromstärke zeigt das ausgeprägte Maximum, das auftritt, wenn bei konstant bleibender *I. C. F.* der Primärentladungskreis gegenüber der Periode der Sekundärschwingung die beste Schwingungsdauer hat. Der seitens der Sekundärschwingung auf den Primärkreis aus-

geübte Zwang, sich mit der Schwingungszahl zu entladen, die einer Wellenlänge von 138 m entspricht, wird durch die λ_1-Kurve deutlich veranschaulicht.

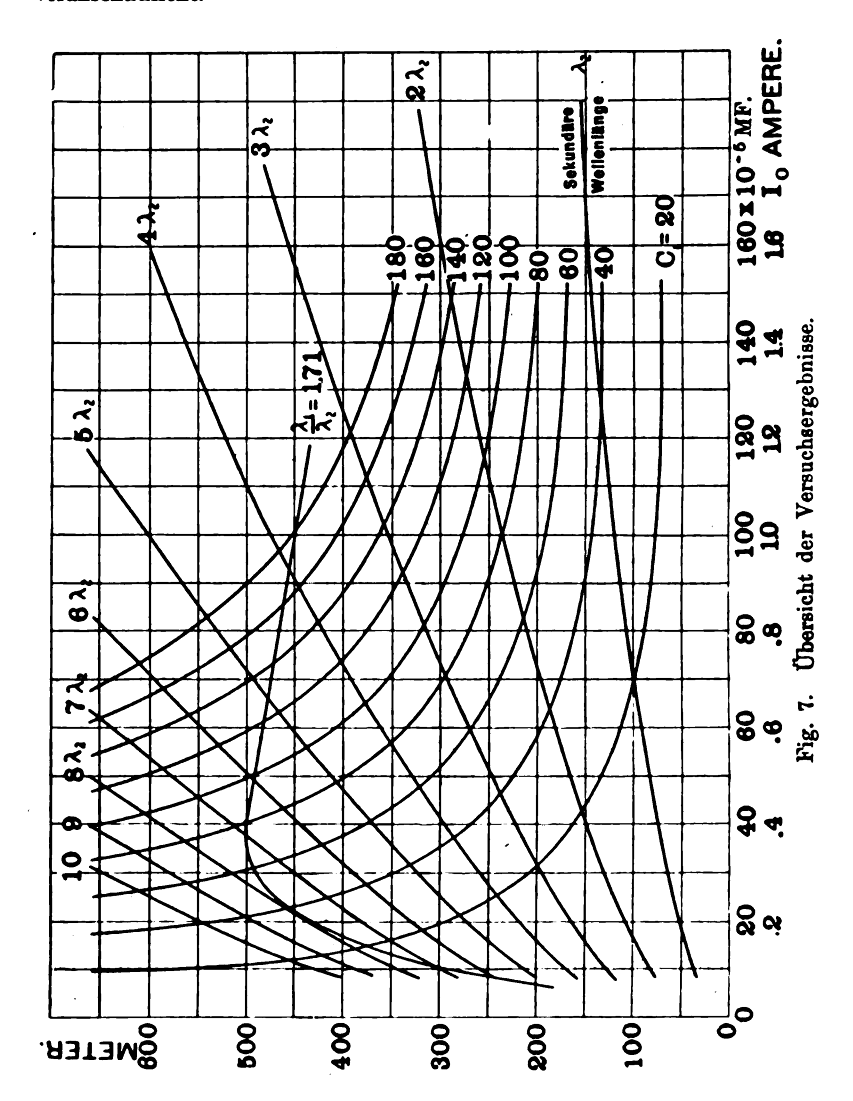


Fig. 7. Übersicht der Versuchsergebnisse.

Eine sehr interessante und nützliche Kurventafel, die zeigt, in welcher Weise sich die Variabeln ändern, ist in Fig. 7 abgebildet.

Diese Tafel wurde für besondere Werte für $L_1 L_2$ und den Koppelungskoeffizienten der beiden Schwingungskreise aufgenommen und ist, soweit die Maßstäbe in Frage kommen, keine allgemeine. Die Gestalt der Kurven ist jedoch allgemein und wird, wie ich hoffe, als Erklärung für die Zusammenhänge zwischen den vielen Veränderlichen dienen können.

Die Kurven, welche Hyperbeln ähneln, gelten je für eine konstante primäre Kapazität als Funktion der Hauptstromstärke I_0, beides als Abszisse, und für die Grundwellenlänge der primären Entladungsfrequenz als Ordinate. Die untere Kurve mit der Bezeichnung „Sekundäre Wellenlänge" gibt die Kapazität des Sekundärkreises als Abszisse und die resultierende syntonische Sekundärwellenlänge als Ordinate an. Die übrigen ähnlichen Kurven sind durch Multiplikation der Ordinaten der eben genannten Kurve mit 2, 3, 4 usw. erhalten worden. Die übrigbleibende Kurve mit der Bezeichnung $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 1{,}71$ verlangt ein Wort der Erklärung. Es wurden mehrere Messungen der natürlichen Periode des Primärkreises vorgenommen, wenn dieser so eingestellt war, daß er die größte Sekundärstromstärke liefert, und zwar für verschiedene Sekundärwellenlängen; dabei stellte es sich denn heraus, daß diese natürliche primäre Periode, durch die zugehörige sekundäre Periode dividiert, in jedem einzelnen Falle bis auf 1 oder 2 v. H. genau die Größe 1,71 ergab. Dieser Wert würde für verschiedene Koppelungskoeffizienten etwas verschieden sein. Die in Rede stehende Kurve ist der Ort für die Schnittpunkte der vertikalen C_2-Linien mit den C_1-Kurven, welche diese Bedingung erfüllen.

Die Verwendungsweise des Diagrammes in Fig. 7 läßt sich durch folgendes noch deutlicher machen. Angenommen, die verlangte sekundäre Wellenlänge betrage 75 m. Die Kurve für die sekundäre Wellenlänge ergibt für die sekundäre Kapazität $40 \cdot 10^{-5}$ MF., und wenn wir senkrecht aufwärts zur $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$-Kurve gehen, so sehen wir, daß die primäre Kapazität $80 \cdot 10^{-5}$ MF. sein muß. Wenn wir jetzt die vertikale C_2-Linie bis zum Schnitt mit der $3\lambda_2$-Kurve verfolgen und dann horizontal zu derselben Kurve für $C_1 = 80$ übergehen und weiter auf die Stromachse hinabgehen, so erhalten wir die Stromstärke $I_0 = 1{,}1$. Diese Stromstärke ergibt bei $C_2 = 80$ eine Entladungsfrequenz, die einer Wellenlänge von 225 m entspricht; das ist das Dreifache der sekundären Wellenlänge und zeigt somit, daß bei diesem Wert für I_0 der primäre Kondensator sich bei jeder dritten Sekundärschwingung

entlädt. Mit anderen Worten: die *I. C. F.* ist 3. Ähnlich sieht man, daß für einen Wert 4 der *I. C. F.* die Hauptstromstärke 0,69 Amp. betragen muß; für *I. C. F.* = 5 muß I_0 = 0,54 Amp. sein, usf.

Unter anderem zeigt das Diagramm, daß im allgemeinen die primären Stromstärken, welche die großen Werte für die *I. C. F.* ergeben, nur unbedeutend voneinander abweichen, was für manche Zwecke ein Vorteil ist. Man ersieht leicht, daß kleine Werte für die *I. C. F.* unmöglich zu erreichen sind, falls nicht die Wellenlänge kurz und die primären Stromstärke sehr groß ist.

Die Koppelung zwischen dem Primärkreis und dem Sekundärkreis muß sehr eng sein. Um dies zu erreichen, wurden die primäre und die sekundäre Spule parallel zueinander auf denselben Rahmen so aufgewickelt, daß sie ineinander griffen. Der Durchmesser der Spulen beträgt ungefähr 5 *inches*[1]), und es wurden eine Windung bis sieben oder acht Windungen benutzt. Eine direkte Koppelung arbeitet fast ebenso befriedigend wie eine magnetische; wo es aber auf Regelmäßigkeit und auf Freiheit von Oberschwingungen ankommt, ist letztere vorzuziehen; sie wurde denn auch bei diesem Versuch durchweg benutzt. Die Festigkeit der Koppelung, oder was wichtiger ist, die gegenseitige Induktion zwischen dem Primär- und dem Sekundärkreise, muß, um die besten Ergebnisse zu zeitigen, je nach der Energiemenge eingestellt werden, welche der Sekundärkreis liefert. Der Zusammenhang zwischen der gegenseitigen Induktion und den Verhältnissen im Sekundärkreise wird durch die Kurven in den Fig. 8, 9 u. 10 dargestellt.

Bei der Aufnahme der Kurven der Fig. 8 wurden die primäre Verbrauchsstromstärke, die primäre Kapazität und die sekundäre Wellenlänge beibehalten, um die beiden Abstimmungsbedingungen konstant zu halten, während ein Widerstand im Sekundärkreise für verschiedene Windungszahlen der Sekundärspule verändert wurde. Die primäre Kapazität betrug $175 \cdot 10^{-5}$ MF., die Verbrauchsstromstärke betrug 0,55 Amp., und in der Primärspule lagen vier Windungen. Die sekundäre Wellenlänge war 100 m, und die Kurven 1 bis 5 liefern die Werte von I_2 in Ampere für die angegebene Anzahl Windungen in der Sekundärspule, während der Widerstand im Sekundärkreise von 0 bis 16 Ohm verändert wurde. In derselben Figur ist die Spannung an der Funkenstrecke für die verschiedenen Bedingungen ersichtlich.

Diese Kurven sind, ebenso wie einige andere alsbald zu betrachtende, als Funktionen der Windungszahl der Sekundärspule bei unver-

1) 1 *inch* = 25,4 mm (D. Übers.).

ändert bleibender Primärspule gezeichnet worden. Bei dem benutzten Apparat ist die gegenseitige Induktion zwischen den beiden Schwingungskreisen wegen einer geringen Änderung in der Stellung der Spulen der Anzahl der Sekundärwindungen nicht genau proportional; sie ist ihr indessen mit genügender Annäherung proportional, so daß man die Anzahl der Sekundärwindungen als proportional der gegenseitigen Induktion zwischen Primär- und Sekundärkreis ansehen kann.

Der im Sekundärkreise benutzte Widerstand war ein induktions-

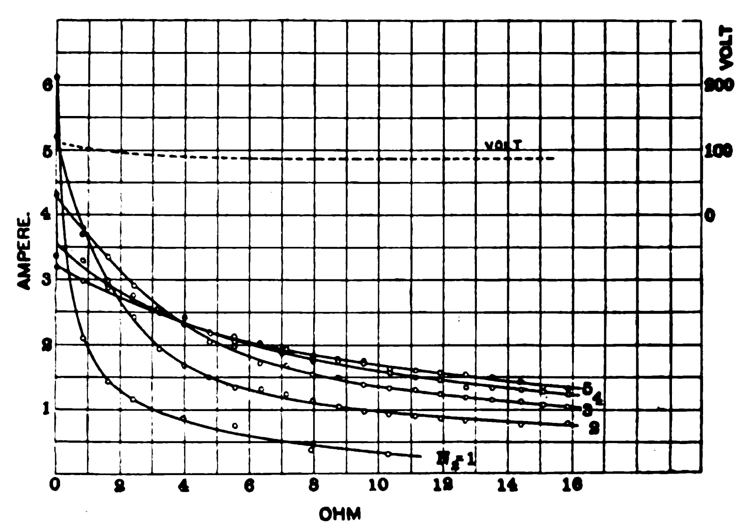


Fig. 8. Kurven der Stromstärke bei veränderlichem Widerstand.
$\lambda_2 = 100$ m; $I_0 = 0{,}55$ Amp.; $C_1 = 175 \cdot 10^{-5}$ MF.; $C_2 = 86 \cdot 10^{-6}$ MF.

frei gewickelter Manganindrahtwiderstand mit Ölkühlung, und zwar war der Durchmesser des Drahtes so groß, daß der Widerstand bei hoher Frequenz als praktisch derselbe wie der gewöhnliche Widerstand angesehen werden kann.

Aus der Betrachtung der Stromkurven in Fig. 8 geht hervor, daß die gegenseitige Induktion, wenn man eine große Stromstärke in einem Schwingungskreise von geringem Widerstande haben will, klein sein muß. Wenn andererseits eine beträchtliche Energieausstrahlung seitens des Sekundärkreises erfolgt, oder wenn der Schwingungskreis einen großen Widerstand enthält, muß die gegenseitige Induktion notwendig groß sein.

Der Grund für diese notwendige Änderung der gegenseitigen In-

duktion entsprechend den verschiedenen Bedingungen ist in der Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis zu suchen. Es ist wahrscheinlich, daß die Koppelung so eng sein muß, wie mit einer bestimmten Rückwirkung verträglich ist, und daß darüber hinaus die Bedingungen im Primärkreise, wie Phase usw., in solchem Maße beeinflußt werden, daß dadurch die Energie abnimmt. Wir wollen also als gegeben annehmen, daß die zulässige Rückwirkung auf den Primärkreis konstant ist, und daß die Stromstärke im Sekundärkreise proportional dem Koeffizienten der gegenseitigen Induktion, M, ist. Dann folgt, daß die Reaktionsspannung E_1 im Primärkreise

$$E_1 = \text{konst.} \sim M I_2$$

ist. Es ist aber

$$I_2 \sim \frac{M}{R_2}$$

wenn die Wellenlänge und die Primärstromstärke konstant sind. Daher ist:

$$E_1 \sim \frac{M^2}{R_2} = \text{konst.}$$

oder

$$M^2 \sim R_2$$

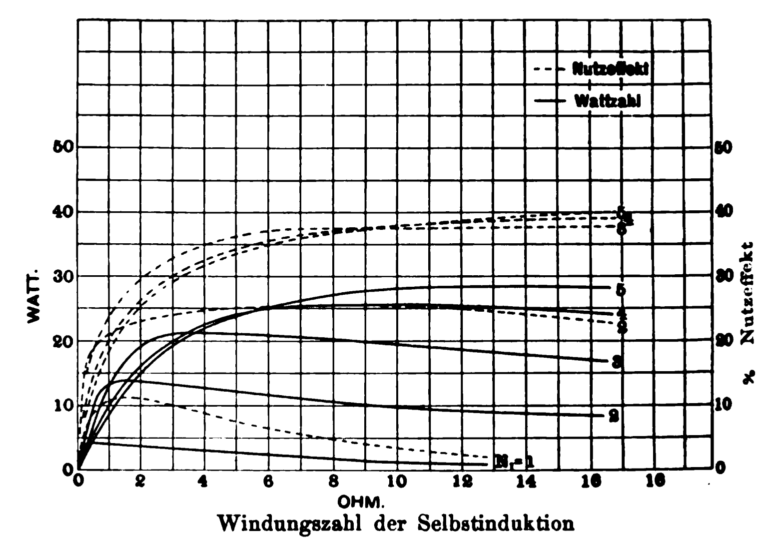
Wenn wir nun annehmen, daß M proportional N_2 ist, so können wir den vorstehenden Ausdruck in folgender Form schreiben:

$$N_2^2 = K R_2$$

wo K eine Konstante ist. Dies ist die Beziehung, die vermutlich angenähert gelten muß, damit die Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis einen gewissen Betrag nicht überschreiten kann, und es ist daher bei einem gegebenen R_2 oder Strahlungskoeffizienten des Sekundärkreises die Bedingung für eine maximale Leistung. Wir werden weiter unten experimentell dartun, daß dies annähernd richtig ist.

In Fig. 9 ist die Energie $I_2^2 R_2$ dargestellt, und zwar durch die Anzahl der unter den in Fig. 8 dargestellten Bedingungen im Widerstande des Sekundärkreises verbrauchten Watt. Die Kurven der Fig. 9 wurden aus der Fig. 8 gewonnen. Fig. 9 zeigt ferner den entsprechenden Wirkungsgrad (gestrichelte Linien) unter Ausschluß der im äußeren Widerstande R_0 verlorenen Energie. Der Wärmeverlust in R_0 ist bei der Berechnung des Wirkungsgrades deshalb nicht berücksichtigt worden, weil, wie wir weiter unten feststellen werden, bei geeigneter Wahl des Generators dieser Widerstand fortgelassen werden kann.

Die ausgezogenen Kurven in Fig. 10 sind aus denen der Fig. 8 abgeleitet worden. Es sind Kurven konstanter Stromstärke im Sekundärkreise, und zwar sind sie so gezeichnet, daß das Verhältnis der Windungszahl in der Sekundärspule zu jener in der Primärspule als Ordinate und der Widerstand im Sekundärkreise als Abszisse genommen ist. Der Maßstab der Ordinaten ist, wie ich gezeigt habe, praktisch proportional der gegenseitigen Induktion zwischen den beiden Schwin-



Windungszahl der Selbstinduktion

Fig. 9. Kurven für die Energie und den Nutzeffekt bei veränderlichem Widerstand.

$\lambda_2 = 100$ m; $I_0 = 0{,}55$ Amp.; $C_1 = 175 \cdot 10^{-5}$ MF.; $C_2 = 86 \cdot 10^{-6}$ MF.

gungskreisen, ist aber, um bestimmte Einheiten zu haben, in Windungszahlen der Spulen ausgedrückt. Die Kurven wurden in der Weise abgeleitet, daß in Fig. 8 die Schnittpunkte der Horizontallinien für die Koordinaten für 1, 1,5, 2, 3, 4 und 5 Amp. einerseits und der Kurven für die Sekundärstromstärke andererseits aufgesucht und als Funktion des zugehörigen Widerstandes im Sekundärkreise aufgetragen wurden. Die aus Punkten und Strichen gebildete Kurve ist durch die Punkte größter Neigung der Kurven konstanter Stromstärke gelegt worden, und sie ist der Ort der Punkte, welche die größte Energieausbeute darstellen. Sie ist angenähert eine Parabel und läßt sich in folgender Form darstellen:

$$\left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 \sim R_2$$

oder, da

$$N_1 = 4 = \text{konst.}$$

ist, durch

$$N_2^2 = K_1 R_2$$

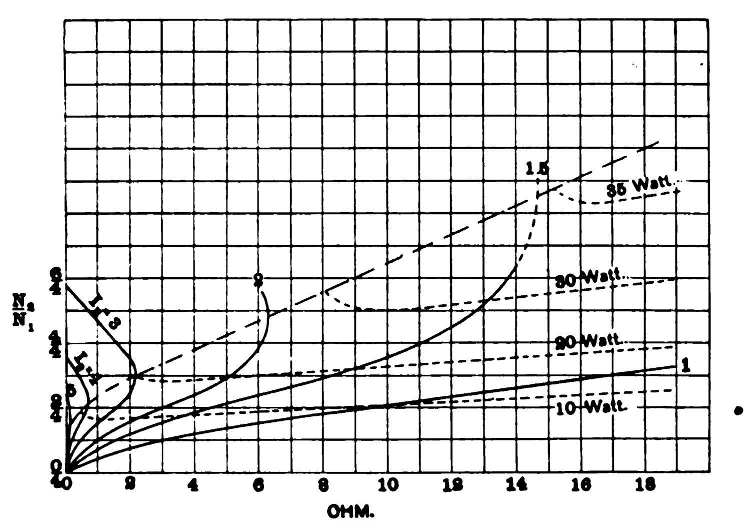


Fig. 10. Aus Fig. 8 abgeleitete Energiekurve.
$\lambda_2 = 100$ m; $I_0 = 0{,}55$ Amp.; $C_1 = 175 \cdot 10^{-5}$ MF.; $C_2 = 86 \cdot 10^{-5}$ MF.

wo K_1 eine Konstante ist. Dies ist derselbe Ausdruck, den wir vorher auf Grund der Annahme abgeleitet haben, daß es eine größte zulässige Rückwirkung des Sekundärstromes auf den Primärkreis gebe. Das ist ein Zeichen dafür, daß innerhalb der Versuchsfehlergrenzen diese Annahme recht gut bestätigt wird.

Die übrigen gestrichelten Kurven in Fig. 10 sind berechnete Kurven konstanter Wattzahl und setzen uns in den Stand, sofort anzugeben, welche Energie unter irgendwelchen durch die ausgezogenen Kurven der Figur dargestellten Bedingungen geliefert wird. Je größer der Widerstand im Sekundärkreis, und je größer die Windungszahl der Sekundärspule ist, um so größer würde anscheinend die Energieausbeute sein; wir werden aber sehen, daß der Abstand zwischen den Kurven konstanter Wattzahl rasch zunimmt, wodurch die Notwendigkeit entsteht, R_2 und N_2 sehr stark zu vergrößern, um einen etwas größeren

Energieertrag zu erhalten. Daher zeigen diese Kurven tatsächlich das Vorhandensein einer Grenze für die aus einer Funkenstrecke zu entnehmende Energie. Diese Kurven zeigen ferner, daß es unmöglich ist, mit einer geringen Anzahl Windungen in der Sekundärspule dem Sekundärkreise eine große Energiemenge zuzuführen, einerlei, wie groß der Widerstand im Sekundärkreise ist. Es ist, wie bereits ausgeführt wurde, klar, daß die gegenseitige Induktion groß sein muß, und daß auch die Strahlung oder der Widerstand groß sein muß, damit man eine große Energiemenge aus dem Sekundärkreise erlangt.

Die Kurven der Fig. 8, sowie die aus der Fig. 8 abgeleiteten Kurven der Fig. 9 u. 10, wurden aufgenommen, während die Verbrauchsstromstärke I_0 konstant auf 0,55 Amp. gehalten wurde, als der Stromstärke, die bei einer Wellenlänge von 100 m ungefähr den besten durchschnittlichen Wirkungsgrad für alle Verhältnisse liefert. Die Kurven der Fig. 11 zeigen den Einfluß einer Änderung der Verbrauchsstromstärke I_0 auf den Wirkungsgrad. Die sekundäre Wellenlänge wurde konstant auf 100 m gehalten, und sowohl in der Sekundärspule als auch in der Primärspule lagen 4 Windungen. Die ausgezogenen Kurven zeigen die Änderungen der Stromstärke in Ampere im Sekundärkreise für drei Werte des sekundären Widerstandes, während die Hauptverbrauchsstromstärke sich von 0 auf 1,5 Amp. ändert. Die gestrichelten Kurven geben den Wirkungsgrad für die drei in bezug auf die rechts angegebene Skala gezeichneten Kurven an. Das Größenverhältnis der Wirkungsgrade würde für andere Werte von $\frac{N_2}{N_1}$ ein wenig anders werden, aber die Kurven zeigen, daß bei 100 m Wellenlänge im Sekundärkreise der maximale Wirkungsgrad dann erreicht wird, wenn die Funkenstrecke mit einer Verbrauchsstromstärke von 0,3 bis 0,8 Amp. betrieben wird; die genaue Größe der Verbrauchsstromstärke hängt dabei vom Widerstande im Sekundärkreise ab.

Sämtliche vorstehende Angaben gelten für eine Wellenlänge von 100 m im Sekundärkreise. Die Gestalt der Kurven würde für andere Wellenlängen ähnlich sein, aber die Maßstäbe würden andere werden. Wenn die sekundäre Wellenlänge größer wäre, würde der primäre Kondensator größer sein, und die Stromstärke des Verbrauchsstromes für den größten Wirkungsgrad würde größer sein.

Zum Schlusse des ersten Teiles muß ich noch ein paar Worte über die Änderung in der Frequenz der Sekundärschwingungen bei einer Änderung der Verbrauchsstromstärke sagen. Wenngleich dieser Punkt bislang noch keineswegs gründlich erforscht worden ist, geht

doch aus den Schlüssen, die auf Grund einiger Versuche und Beobachtungen gezogen worden sind, hervor, daß die Frequenz der Schwingungen mit einer Steigerung der Verbrauchsstromstärke ein wenig zunimmt, und zwar praktisch linear. Diese Zunahme beläuft sich auf 1 bis 10 oder 12 v. H. bei einer Änderung der Verbrauchsstromstärke von 0,2 auf 2 Amp. und hängt von den Einstellungen ab, und zwar ist die prozentische Zunahme um so größer, je enger die Koppelung und je größer die Anzahl der primären Entladungen in der Sekunde ist.

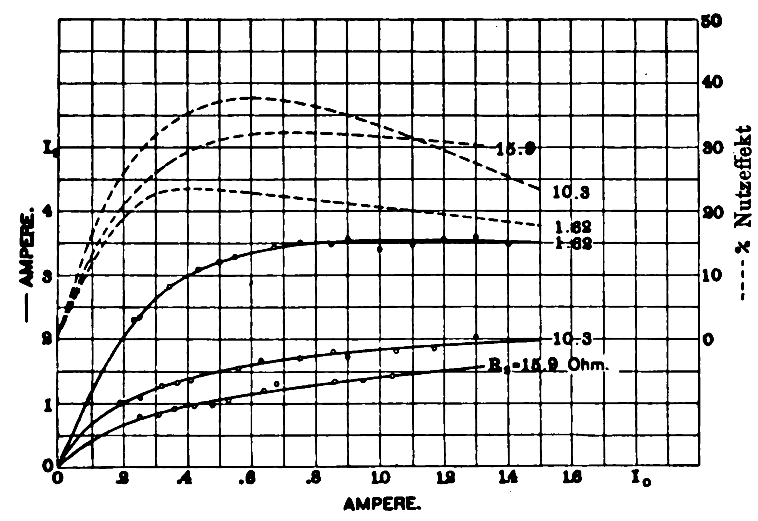


Fig. 11. Kurven für die Energie und den Nutzeffekt bei veränderlicher Stromstärke (I_0).
$\lambda_2 = 100$ m; $C_1 = 175 \cdot 10^{-5}$ MF.; $C_2 = 86 \cdot 10^{-5}$ MF.

Es ist unwahrscheinlich, daß man diese Änderung der Frequenz bei einer Änderung der Verbrauchsstromstärke, wie dies beim Poulsen- und beim Lepelbogen geschehen ist, auf die Änderung der Spannung-Stromstärke-Charakteristik zurückführen kann, denn eine Änderung in der Länge der Funkenstrecke, welche die Neigung der *E-I*-Kurve mehr verändert als eine Änderung der Verbrauchsstromstärke, verursacht keine nachweisbare Änderung der Frequenz. Wenn eine Änderung der Frequenz vorhanden ist, die auf einer Änderung in der Länge der Funkenstrecke beruht, so ist sie kleiner als 1 v. H. bei einer Längenänderung der Funkenstrecke von 0,005 auf 0,15 mm.

Ich denke mir, daß die Änderung der Frequenz bei einer Änderung der Verbrauchsstromstärke herrührt von einem Schwanken der

Periode der Sekundärschwingung zwischen einer erzwungenen Bedingung, wenn die Primärspule in Tätigkeit ist, und der freien Periode des sekundären Schwingungskreises, wenn dieser nicht von der Primärentladung beeinflußt wird; dieses Schwanken wird um so häufiger auftreten und auf die resultierende oder mittlere Wellenlänge einen um so größeren Einfluß haben, je größer die Anzahl der primären Entladungen in der Sekunde ist. Die Anzahl der primären Entladungen ist proportional der Verbrauchsstromstärke. Nach der oben gemachten Annahme würde folglich die Änderung der Frequenz der Verbrauchsstromstärke direkt proportional sein.

Die großen Änderungen in der Frequenz bei einer Änderung der Bogenstromstärke und der Bogenlänge bilden einen ernstlichen Nachteil bei der Verwendung des Poulsenschen Bogens; bei dem System hingegen, das wir hier betrachten, ist die Änderung der Frequenz so gering, und die Verbrauchsstromstärke und die Bogenlänge bleiben so sehr konstant, daß unter allen gewöhnlichen Verhältnissen praktisch keine Änderung der Frequenz vorkommt. (Schluß folgt.)

Adresse: Dr. Leon Chaffee, Jefferson Physical Laboratory, Havard University in Cambridge, Mass. U. S. A.

Ein Vergleich zwischen Lichtbogen- und Funkensender.

Von **L. W. Austin.**[1])

Die Benutzer von kontinuierlichen Schwingungen in der Radiotechnik haben den Anspruch erhoben, daß diese Wellen bei ihrer Ausbreitung über die Erdoberfläche weniger absorbiert würden als die gedämpften Wellenzüge nach der Funkenmethode. Es wurden verschiedene Versuche gemacht, diese Frage experimentell zu entscheiden, aber bei den benutzten kleinen Entfernungen konnte kein Unterschied in der Absorption beobachtet werden. Um diese Versuche auf größere Entfernungen auszudehnen, wurde ein 30 KW. Lichtbogensender (mit 500 Volt primär) in der Großstation Arlington installiert. Bei einer Wellenlänge von 4100 m lieferte der Bogen einen Antennenstrom von 47 bis 53 Amp. Vergleiche der von diesem Bogensender erhaltene Empfangsströme wurden dann angestellt mit einem 500periodigen Funkensender, der 100 bis 120 Amp. Antennenstrom lieferte. Die sehr sorgfältigen Beobachtungen im Empfänger geschahen in St. Augustine.

---

1) Vgl. Journ. Washingt. Acad. 3, 284, 1912/13. (S. auch Jahrbuch 5, 524, 1913.

Fla., wobei die Messungen durch den kalibrierten Detektor und nach der Galvanometermethode ausgeführt wurden. Die Entfernung zwischen den beiden Stationen beträgt 580 Seemeilen. Es wurde gefunden, daß die empfangenen Ströme einfach proportional den Antennenströmen in Arlington waren, mit einem Fehler von höchstens 10%; bei dieser Entfernung war kein Anzeichen eines Unterschiedes in der Absorption vorhanden. Diese Resultate wurden verifiziert nach der Shuntmethode, unter der Benutzung des Kontaktdetektors[1]) in New Orleans und in Key West, beide Orte ungefähr 900 Meilen von Washington entfernt. Die Empfangsapparate wurden alsdann auf dem U. S. Schiff Arkansas installiert, das sich nach Colon, 1800 Seemeilen von Arlington, begab. Während der zwei in Colon für die Beobachtung verfügbaren Tage wurden die Empfangsapparate nach der Naval-Radiotelegraphiestation gebracht. Während dieser zwei Tage wurden die Signale des Bogensenders bei jeder Versuchsreihe Tag und Nacht gehört, dagegen die Funkensignale nur bei Nacht. Diese Beobachtungen zeigten also, daß bei 1800 Meilen die kontinuierlichen Wellen einen kleineren Absorptionsgrad haben als die gedämpften Wellen. Es war jedoch nicht möglich, diese Schlußfolgerung mit absoluter Gewißheit zu ziehen, da in der Jahreszeit, in der die Beobachtungen stattfanden, nämlich spät im Dezember, außergewöhnliche Tage vorkommen, die vielleicht die kontinuierlichen Wellen in einer verschiedenen Weise als die Funkenwellen beeinflussen.

Eine zusätzliche Beobachtungsserie wurde dann auf der jüngsten Reise des U. S. S. Salem nach Gibraltar und zurück ausgeführt. Hier wurde gefunden als Bestätigung der Colonexperimente, daß für Entfernungen über 1400 Meilen die Bogensignale am Tage gleich gut oder etwas besser als die Funkensignale empfangen wurden, trotz der Tatsache, daß der Funken-Antennenstrom in Arlington erheblich mehr als doppelt so groß war als der entsprechende Strom des Bogensenders. Telegramme wurden permanent nach beiden Methoden am Tage bis auf 2100 Meilen empfangen; manchmal wurden Tagsignale auch auf größere Entfernungen gehört, wobei diejenigen des Bogensenders gleichförmig stärker waren. Die Nachtsignale wurden auf dem ganzen Wege nach Gibraltar gehört. (Nach dem Englischen. E.)

U. S. Naval Radiotelegraphic Laboratory, April 1913.

1) Journ. Washingt. Acad. 1, 8, 1911 (s. auch Jahrb. 5, 75, 1912/13).

(Eingesandt 1. Juni 1913.)

Adresse: U. S. Naval Radiotelegraphic Laboratory.



Über eine Kontakteinrichtung zur Abgabe der internationalen funkentelegraphischen Zeitsignale.[1])

Von **R. Schorr** und **F. Dolberg.**

(Mitteilung von der Hamburger Sternwarte in Bergedorf.)

Auf der internationalen Zeitsignal-Konferenz in Paris im Oktober 1912 ist für die Abgabe von funkentelegraphischen Zeitsignalen seitens der an der Konferenz beteiligten Staaten ein einheitliches Signalsystem festgelegt worden. Die Signale sollen der Fig. 1 entsprechend abgegeben werden.

Die Zeitsignale setzen sich aus kurzen Signalen (Punkten) und langen Signalen (Strichen) zusammen. Die Punktsignale sollen eine Dauer von einer Viertelsekunde, die Strichsignale eine solche von genau 1,0 Sekunde haben, und alle Signale sollen genau mit der vollen Sekunde beginnen.

Bei der hierdurch festgesetzten Genauigkeit ist es nicht möglich, diese Signale von Hand aus mit einem Taster abzugeben. Dieselben müssen vielmehr automatisch durch eine mit einem Uhrwerk in Verbindung stehende Kontakteinrichtung erteilt werden.

Es liegt zunächst nahe, die Abgabe dieser Kontakte einem besonderen Laufwerk zu übertragen, welches von der Stations-Pendeluhr ausgelöst wird und bei einem Ablaufe die Kontakte nacheinander schließt. Die Ausführung eines solchen Laufwerkes läßt sich in verschiedener Weise durchbilden: z. B. durch eine rotierende Scheibe, auf welcher in entsprechender Anordnung einzelne Metall-Lamellen sich befinden, gegen welche eine Kontaktfeder schleift; oder durch eine mit ähnlichen Kontaktstreifen versehene rotierende Walze[2]); oder, indem durch das Laufwerk eine Kontaktfeder in geradliniger Richtung verschoben wird, oder dergleichen mehr. Bei allen diesen Einrichtungen wird die festgesetzte Genauigkeit in den einzelnen Signalen nur erreicht, wenn das durch einen Kontakt der Pendeluhr ausgelöste Laufwerk jederzeit gleichmäßig anläuft, derart, daß die Zeit zwischen dem Auslösekontakt der Pendeluhr und dem ersten Signalkontakte des Laufwerkes stets innerhalb einer Zehntelsekunde konstant ist; weiter ist

1) Autoris. Abdruck aus Ztschr. für Instrumentenkunde 1913, Mai.

2) Ein solcher Vorschlag ist kürzlich von Herrn Bigourdan (Compt. rend. 156, 121, 1913) gemacht worden in „Description d'un appareil pour l'envoi automatique des signaux horaires".

notwendig, daß der Gang des Laufwerkes während der Signaldauer in voller Übereinstimmung mit dem Gang der Stationspendeluhr bleibt, und schließlich muß bei Arretierung des Laufwerkes nach der Signal-

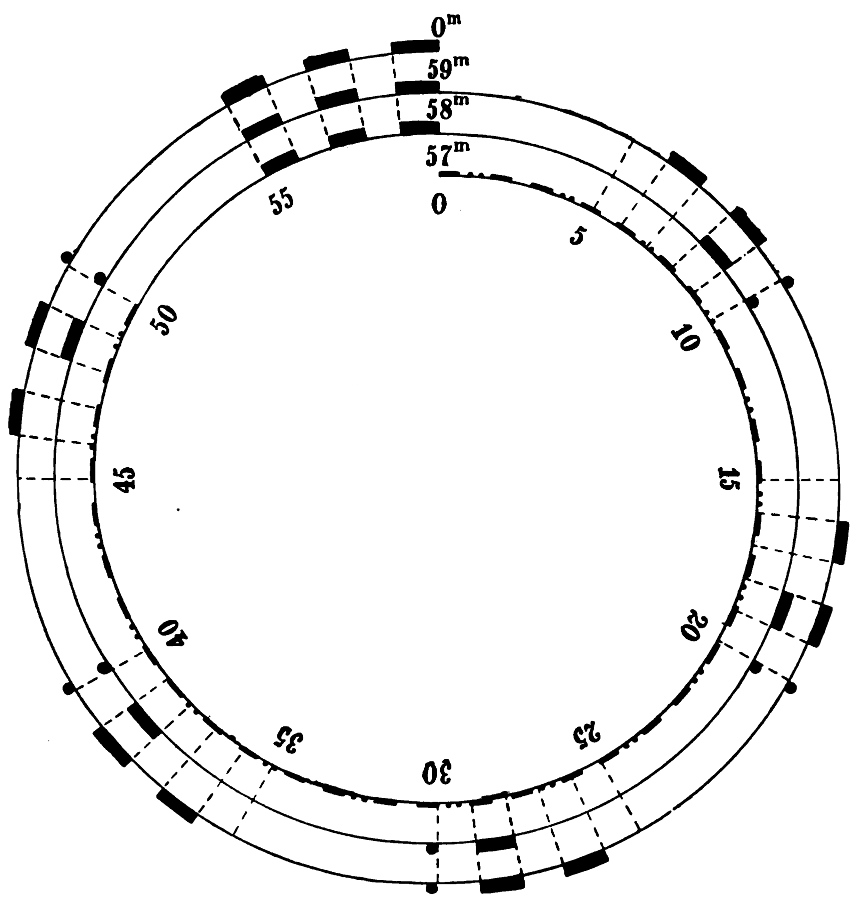


Fig. 1. Internationale Funken-Zeitsignale.

abgabe die Kontaktfeder stets wieder in die gleiche Nullstellung zurückgeführt werden.

Nach unserer Ansicht werden aber Störungen bei derartigen Laufwerken leicht eintreten können, und eine solche Störung wird nicht nur das eine oder andere Signal verfälschen oder ausfallen lassen, sondern es werden in solchen Fällen alle Signale davon betroffen werden.

Wir halten es deshalb für sicherer und zweckmäßiger, die Abgabe der Signale nicht einem besonderen Laufwerk, sondern der Stationspendeluhr selbst zu übertragen, in welche sich die erforderlichen Kontakteinrichtungen leicht einbauen lassen, ohne daß der gleichmäßige Gang der Uhr dadurch irgendwie beeinträchtigt wird.

Die Abgabe der fünf Punktsignale zu den Sekunden 10, 20, 30, 40, 50 wird in einfacher Weise durch ein auf der Steigradachse aufgesetztes Rad mit 5 Zähnen erfolgen können. Die Abgabe eines Strichsignales von 1,0 Sekunde Dauer, dessen Anfang und Ende mit der vollen Sekunde übereinstimmen soll, bereitet jedoch Schwierigkeiten, wenn man sie einem Kontakte übertragen will, zumal bei der schnellen Aufeinanderfolge dieser Signale. Es läßt sich dies technisch allerdings durch Hebelkontakte durchbilden, jedoch wird bei einer derartigen Ausführung die Uhr zu stark belastet. Dagegen kann man die Abgabe eines solchen Strichsignales leicht mit der größten Genauigkeit herstellen, wenn man hierfür zwei aufeinanderfolgende Sekundenkontakte benutzt, von denen der erste den Kontakt eines polarisierten Relais schließt, der zweite mit entgegengesetzter Stromrichtung denselben Kontakt öffnet. Auf diesem Prinzip beruht die Kontakteinrichtung, die wir für die Abgabe der funkentelegraphischen Zeitsignale in Vorschlag bringen. Sie ist in Fig. 2 schematisch dargestellt. Diese zeigt zugleich alle Einrichtungen, welche notwendig sind, um eine vollständig automatische Abgabe der Signale durch die Stationspendeluhr zu den für jede Station festgesetzten Zeiten herbeizuführen.

Für die Abgabe der Signale sind 5 mit Zähnen versehene Räder P', P'', Q', Q'', R auf der Steigradachse nötig.

Die	Zähne	von	P'	entsprechen	den	Sekunden	8, 18, 28, 38, 48, 55, 57, 59
»	»	»	P''	»	»	»	9, 19, 29, 39, 49, 56, 58, 0
»	»	»	Q'	»	»	»	6, 16, 26, 36, 46
»	»	»	Q''	»	»	»	7, 17, 27, 37, 47
»	»	»	R	»	»	»	10, 20, 30, 40, 50

Die Zähne der genannten Kontakträder heben bei der Bewegung des Steigrades zarte mit Steine versehene Hebel, welche alsdann die Kontakte schließen.

Damit diese Sekundensignale zu den vorgeschriebenen Minuten erfolgen, sind weiter noch 5 Einschaltkontakte erforderlich; zwei werden gleichfalls durch Räder (S und T) auf der Steigradachse und drei durch Doppelhebel (U, V, W) auf der Minutenachse gebildet. S hat einen Kontaktzahn bei Sekunde 52, T einen Kontaktzahn bei Sekunde 3, und

beide schließen die Kontakte in gleicher Weise wie die anderen Räder auf der Steigradachse. Die Doppelhebel *U, V, W* liegen beständig auf einer Schnecke auf. Der kürzere Hebel fällt bei der Schneckennase

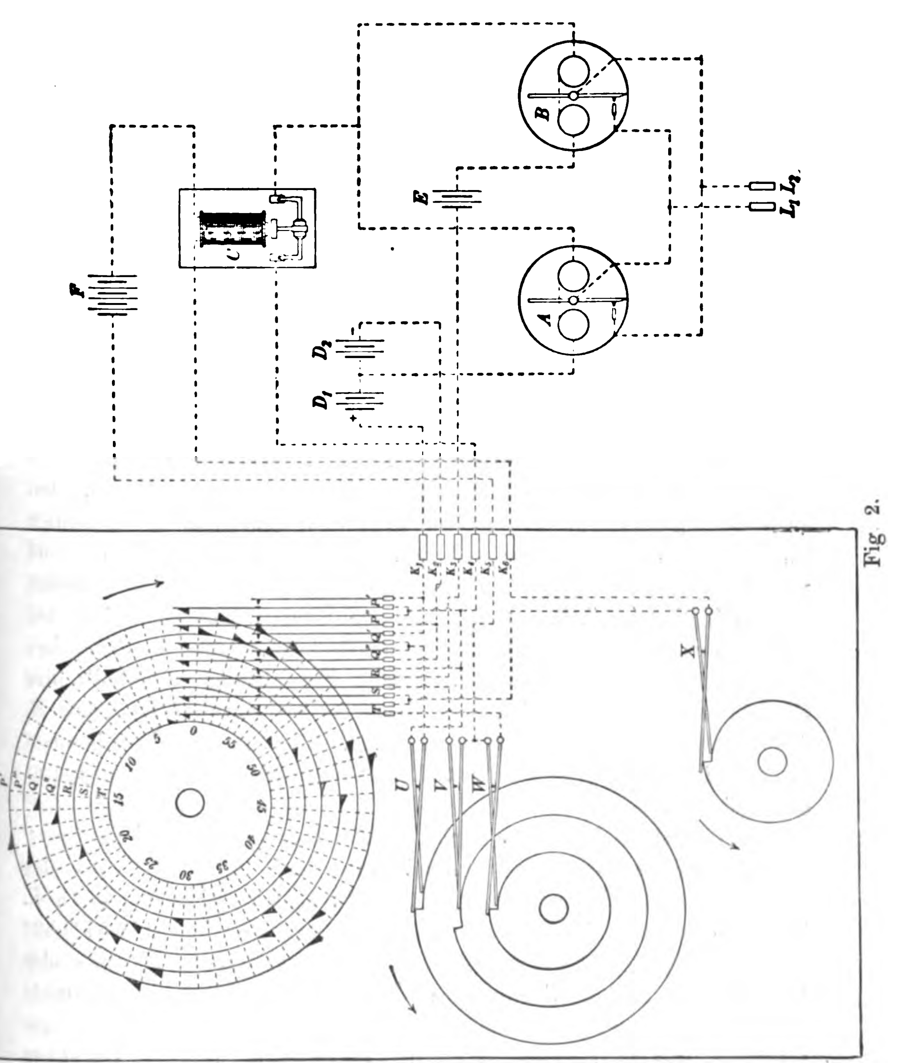


Fig. 2.

zuerst ab und legt sich auf den zweiten längeren Hebel, wobei der Kontakt geschlossen wird. Derselbe wird geöffnet, sobald der längere Hebel abfällt. Die Zeit des Eintritts und die Dauer des Kontaktes

läßt sich durch Drehung der Schnecke, bzw. durch Änderung der Länge der beiden Hebel leicht einstellen. Da der Eintritt solcher Kontakte auf der Minutenwelle nur etwa innerhalb 5 Sekunden genau ist, war es notwendig, damit die einzelnen Punktsignale nicht in die benachbarten Minuten hinübergreifen, auf der Steigradachse noch die beiden Kontakträder *S* und *T* anzuordnen, welche, in Reihe mit den Minutenkontakten geschaltet, die Einschaltung der eigentlichen Signalkontakte *P*, *Q*, *R* auf die Sekunde genau besorgen.

Kontakt	*U*	ist geschlossen	von	58^m	55^s	bis	60^m	20^s
»	*V*	» »	»	57	20	»	58	20
»	*W*	» »	»	59	30	»	60	30

Kontakt *S*, welcher zur Sekunde 52 geschlossen wird, ist in Serie geschaltet mit *V* und dient zur Einschaltung von *P* und *R*; *U* dient zur Einschaltung von *Q*; Kontakt *T*, welcher zur Sekunde 3 geschlossen wird, ist in Serie mit *W* geschaltet und dient zur Ausschaltung von *P*, *Q* und *R*. Damit die Signale nur zur vorgeschriebenen Stunde erfolgen, ist weiter auf der Stundenachse ein Doppelhebelkontakt *X* angeordnet, der 10 Minuten vor der Signalzeit geschlossen und 10 Minuten nach der Signalzeit wieder geöffnet wird. Die Schaltung der einzelnen Kontakte und die sonstige erforderliche elektrische Einrichtung sind aus der Fig. 2 ersichtlich. In dieser sind die Zähne der Kontakträder P', P'', Q', Q'', *R*, *S*, *T* der besseren Übersichtlichkeit halber auf konzentrischen Kreisen angeordnet, in gleicher Weise auch die Schnecken der Minutenkontakte. Die elektrische Einrichtung außerhalb der Pendeluhr umfaßt das polarisierte Relais *A*, das gewöhnliche Relais *B*, den Fernschalter *C*, die Batterien D_1, D_2, *E* und *F*. An die Klemmen L_1 und L_2 wird die Leitung zum funkentelegraphischen Abgabeapparat angeschlossen.

Der Verlauf der Kontaktgebung erfolgt in folgender Weise:

10 Minuten vor der Signalzeit, also z. B. $11^h 50^m$, wird der Stundenkontakt *X* geschlossen, $11^h 57^m 20^s$ der Minutenkontakt *V*. Infolgedessen tritt bei Schluß des Kontaktes *S* zur Zeit $11^h 57^m 52^s$ ein Stromschluß ein, von der Klemme K_5 über Batterie *F*, Spule des Fernschalters *C* zur Klemme K_6. Hierbei wird durch die Kontakte des Fernschalters *C* die von der Klemme K_4 ausgehende Leitung geschlossen, und zwar so lange, bis der Fernschalter durch einen neuen Stromimpuls die Kontakte wieder öffnet. Diese Leitung verläuft nun einmal über die Spulen des polarisierten Relais *A*, und entweder über die Batterie D_1 nach der Klemme K_1, oder über die Batterie D_2 nach

der Klemme K_2; zweitens über die Spulen des Relais B und Batterie E zur Klemme K_3. An der Klemme K_3 liegt der Kontakt R, welcher die Punktsignale zu den Zehnersekunden gibt. Diese werden also von dem Kontakt des Relais B an die Klemmen L_1 und L_2 abgegeben. An K_1 liegt der Kontakt P', der zur Sekunde 8 geschlossen wird. Durch diesen wird also der Kontakt des polarisierten Relais A mittels der Batterie D_1 geschlossen. Eine Sekunde später wird der Kontakt P'' geschlossen, welcher über die Klemme K_2 und Batterie D_2 den Spulen des polarisierten Relais A nun einen Strom umgekehrter Richtung zuführt und den Kontakt des polarisierten Relais A wieder öffnet. Von diesem Kontakt aus werden also die Strichsignale an die Klemmen L_1 und L_2 abgegeben. Die zweite Reihe von Strichsignalen, welche von 6^s—7^s, 16^s—17^s usw. nur in der Minute 59 erfolgen, werden in gleicher Weise durch die Kontakte Q' und Q'' erteilt. Ihre Rückleitung führt aber nicht direkt zur Klemme K_4 wie bei den Kontakten P und R, sondern über den Kontakt U. Da dieser Kontakt aber um $11^h 58^m 55^s$ geschlossen wird, kann der erste Strich dieser Reihe erst zur Zeit $10^h 59^m 6^s$ erfolgen.

Die Ausschaltung aller Sekundenkontakte erfolgt zur Zeit $12^h 0^m 3^s$ durch den Kontakt T in Verbindung mit dem Hebelkontakt W. Zu dieser Zeit wird der Stromkreis der Batterie F über den Fernschalter C zur Klemme K_6 geschlossen; der Fernschalter zieht abermals an, öffnet seine Kontakte und damit die von Klemme K_4 ausgehende Rückleitung aller Signale. 10 Minuten später wird der Stundenkontakt wieder geöffnet, und ein neuer Ablauf der Signalabgabe in der geschilderten Weise kann erst wieder eintreten, wenn dieser Kontakt von neuem geschlossen wird.

Eine Kontakteinrichtung der beschriebenen Art ist auf der hiesigen Sternwarte ausgeführt und in eine vorhandene Pendeluhr eingebaut worden. Es hat sich hierbei als zweckmäßig erwiesen, die 7 Kontakträder P, Q, R, S, T nicht auf die Steigradachse selbst aufzusetzen, sondern auf eine zweite Achse, welche durch Rad und Trieb mit der Steigradachse in Verbindung steht und sich genau so bewegt wie die Steigradachse. Die angestellten Versuche haben ergeben, daß diese Kontakteinrichtung den gestellten Anforderungen vollkommen entspricht und die Signale sicher und mit größter Genauigkeit erfolgen. Der naheliegende Gedanke, an Stelle der 7 Kontakträder eine Kontaktscheibe mit Stiften zu verwenden, in ähnlicher Weise, wie die schematische Darstellung angibt, ist zur Ausführung nicht empfehlenswert, da der Uhr bei den erforderlichen Dimensionen dieser Scheibe zur Bildung

der durch die einzelnen Stifte betätigten Kontakte zu viel Kraft entzogen wird. Verwendet man dagegen, wie wir es vorschlagen, sieben einzelne Räder von etwa 25 mm Durchmesser, so wird der Gang der Uhr in geringerem Maße beeinflußt wie durch irgend einen auf der Steigradachse angeordneten Sekundenkontakt. Denn auf allen diesen Rädern sind zusammen nur 33 Zähne vorhanden, und daher ist nur etwa die Hälfte der Arbeit zu leisten, die eine Uhr mit Sekundenkontakt leisten muß.

Sternwarte Bergedorf, Februar 1913.

(Eingesandt 1. Juni 1913.)

Adresse der Autoren: Hamburger Sternwarte in Bergedorf.

Referate.

Sir Oliver Lodge, Über die Goldschmidtsche Hochfrequenz-Dynamomaschine und über die Fortpflanzung von Wellen durch die Atmosphäre in der drahtlosen Telegraphie. (Phil. Magazine, Juni 1913.)

In dieser Abhandlung gibt Sir Oliver Lodge eine Theorie des Goldschmidtschen Generators für Hochfrequenzströme, mit einigen Ausführungen über die Fortpflanzung von Ätherwellen durch die Atmosphäre, und einer Besprechung der günstigen und ungünstigen Bedingungen, welche dieselben in ihrem Gang über größere Bogen des Erdumfanges antreffen.

Im ersten Teile der Abhandlung findet sich eine Beschreibung des allgemeinen Prinzips des Goldschmidtschen Generators, mit Differentialgleichungen für die Aktions- und Reaktionsströme im Rotor und Stator. Diese allgemeinen Gleichungen sind die folgenden:

$$x = \frac{M}{R} \frac{d}{dt} (y \cos p t) \qquad (1)$$

$$y = y_0 + \frac{M}{R'} \frac{d}{dt} (x \cos p t) \qquad (2)$$

worin x den Rotorstrom und y den Statorstrom darstellt, und M die Größe der gegenseitigen Induktion, d. h. den Wert für den Fall, daß die Pole sich gegenüberstehen (sonst ist die Induktion $M \cos p t$).

Diese Gleichungen werden dann nach verschiedenen Methoden ausgearbeitet, und zwar zunächst stufenweise. Es wird dargetan, daß

die Rotorströme nach Sinusfunktionen der ungeraden Vielfachen der Grundfrequenz geordnet sind, die Statorströme aber nach Kosinusfunktionen der geraden Vielfachen derselben Frequenz.

Diese Lösung wird für alle Frequenzen bis zum Multiplikator 10 ausgeführt, und das allgemeine Gesetz der betreffenden Koeffizienten wird angedeutet.

Besondere Aufmerksamkeit ist dem praktisch wichtigeren Falle einer Anlage gewidmet, in welcher der höchste vorgesehene Multiplikator 4 ist.

In einem Anhange werden die obigen Gleichungen strenger mathematisch behandelt, und allgemeine Lösungen werden in verschiedener Form gegeben. Die endgültige Reihe, welche die vollständige Lösung darstellt, erscheint divergent, aber in der Praxis ist diese Divergenz begrenzt durch den Umstand, daß die höheren Frequenzen nicht vorkommen, wenn keine Abstimmung für dieselben vorgesehen ist.

Im zweiten Teile der Abhandlung wird ein Ausdruck gegeben für den Strahlungseffekt einer Antenne in Kilowatt bezogen auf den Mittelwert des Antennenstromes. Die Formel gilt für kontinuierliche Schwingungen und heißt:

$$\left.\begin{matrix}\text{Strahlungseffekt}\\ \text{in Kilowatt}\end{matrix}\right\} = 4\left(\begin{matrix}\text{mittlere}\\ \text{Ampere}\end{matrix}\right)^2 \frac{\left(\begin{matrix}\text{Effektivhöhe der Antenne}\\ \text{über dem Boden}\end{matrix}\right)^2}{(\text{Wellenlänge})^2}$$

worin Antennenhöhe und Wellenlänge mit demselben Längenmaße gemessen sind.

Der Verfasser ist über den Koeffizienten 4 etwas zweifelhaft [1]), da

1) Unser Mitarbeiter Professor P. O. Pedersen (Kopenhagen) knüpft im „Electrician" Nr. 1, 888, S. 741, hieran an und bemerkt:

Sir Oliver Lodge gibt für die Strahlung einer Antenne die Formel:

$$4 \times (\text{Mittlerer Amperewert})^2 \times \frac{l^2}{\lambda^2} \text{ Kilowatts} \qquad (5)$$

Auf S. 770 heißt es „Wenn die Erde ein vollkommener Leiter wäre, würde die effektive Höhe zweimal so groß sein wie die scheinbare. Lodge kommt dann zu der Formel

$$C = e/\tfrac{1}{2}\tau$$

wo e die maximale Ladung und $\tau = \lambda/v$ die Periode bedeuten. Der richtige Wert ist aber zweimal so groß, nämlich

$$C = 2e/\tfrac{1}{2}\tau$$

Daher wird Formel (5):



es darauf ankommt, wie der mittlere Strom gemessen wird, und auch, wie der Apparat geerdet ist. Mit einem Hitzdrahtinstrument würde der Koeffizient 2 werden, und in einigen extremen Fällen könnte er sogar 1 oder $^1/_2$ sein. Aber die Formel gibt doch die Größenordnung des Strahlungseffektes an, d. h. die Energie, welche pro Sekunde in wirkliche Strahlung umgesetzt wird, trotz irgendwelcher Komplikationen, welche die Leitfähigkeit des Erdbodens einführen mag.

Über den Entwurf für eine Antenne zitieren wir folgendes: „Die Notwendigkeit gleichzeitig elektrischer und magnetischer Felder, deren Vektorprodukt, senkrecht zu ihren beiden Ebenen, ihren Strahlungseffekt darstellt, erklärt die allgemeine Funktion von richtenden Antennen. Ein linearer Hertzscher Erreger z. B. gibt aus zwei Gründen keine axiale Strahlung: Erstens existiert kein magnetisches Feld längs der Achse; zweitens ist die elektrische Kraft der Achse gleichgerichtet und kann deshalb nichts zu einer Strahlung beitragen. In einem geschlossenen Oszillator, wie z. B. in einer einzigen Windung einer großen flachen Spule, haben wir denselben Fall; obgleich das magnetische Feld längs der Achse stark ist, so verhindert doch seine Richtung jede axiale Strahlung. Wenn deshalb ein linearer Erreger mit einem geschlossenen verbunden wird, wie z. B. in der Γ-förmigen Antenne, besonders wenn der obere Arm sehr lang ist, dann wird die Längs-

---

$$1 \times (\text{mittlerer Amperewert})^2 \times \frac{l^2}{\lambda^2} \text{ Kilowatts} \tag{A}$$

(In seiner Erwiderung Electrician S. 863 erklärt sich Oliver Lodge hiermit einverstanden.)

Ferner bezieht sich Formel (5) auf die Strahlung eines vollständigen Hertzschen Oszillators, während wir es in der Radiotelegraphie nur mit einer Hälfte dieser Strahlung zu tun haben. Also sollte (5) wirklich lauten:

$$0{,}5 \times (\text{mittlerer Amperewert})^2 \times \frac{l^2}{\lambda^2} \text{ Kilowatts} \tag{B}$$

Da mittlerer Amperewert $= \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \times$ effektive Amperes, kann diese Formel (indem wir $\pi^2 = 10$ setzen) geschrieben werden:

$$0{,}4 \times (\text{eff. Amp.})^2 \times \frac{l^2}{\lambda^2} \text{ Kilowatts} \tag{C}$$

Diese Formel gibt den Strahlungswiderstand $R_{\text{rad.}}$ zu:

$$R_{\text{rad.}} = 400 \times \frac{l^2}{\lambda^2} \text{ Ohm} \tag{D}$$

in Übereinstimmung mit anderseitigen Ermittelungen (vgl. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie 1913 S. 483).

strahlung in der Ebene des Γ, besonders auf der Seite des senkrechten Teiles, sehr ausgiebig im Vergleich zur Strahlung in einer zu der Ebene senkrechten Richtung, und der interessante 8-förmige Bezirk gleicher Strahlung, welchen Marconi und seine Mitarbeiter entdeckten, ist das Resultat.

Jede gleichzeitige Vergrößerung der Kapazität und Höhe der Antenne verstärkt zugleich die magnetischen und elektrischen Felder in der Ferne, und ist deshalb, trotz der gleichzeitigen Verlängerung der Welle, vorteilhaft (wenn auch kostspielig). In der Tat bieten uns die freie Kapazität und die Höhe zwei unabhängige Mittel, um die Wellenlänge zu vergrößern ohne Verringerung des Strahlungseffektes. Ihre gleichzeitige Vergrößerung verstärkt den Effekt, da die Strahlung proportional $\frac{S V l}{\lambda^2}$ wächst, und λ^2 ist S proportional, und auch der Länge l, wenn der Erreger geradlinig ist. (S bezieht sich also auf die Kapazitätsfläche und V auf das Funkenpotential.)

Dagegen bedeutet die Einführung von Induktionsspulen in den Luftdraht die Verlängerung der Welle ohne die Verstärkung des Feldes in der Ferne, also einen Nachteil in bezug auf die Strahlungsintensität. Allerdings vergrößern solche Spulen die Dauer der Schwingungen und sind daher zur Abstimmung geeignet. Doch ist ihr Gebrauch immer eine Art von Zugeständnis, ob sie nun in die Antenne eingeführt oder induktiv mit ihr verknüpft werden; und so sollten sie auf ein Minimum beschränkt bleiben.

Im Falle einer ‚Schirmantenne‘, deren Rippen zu Boden gehen, muß die Ladung nach der Stelle größter Kapazität aufsteigen, bevor sie herabsteigt; deshalb kann sie nicht ihre ganze magnetische Kraft in der Ferne ausüben, und sie behält einen Teil ihrer ausstrahlbaren Energie, wodurch sie dann eine größere Abstimmfähigkeit bekommt. Der Grad des Andauerns der Schwingungen, welcher in einer Antenne als Radiator nötig oder wünschenswert ist, kommt auf die Erregungsmethode an. Im Falle von Stoßerregung ist ein gewisses Andauern der Schwingung der Antenne unerläßlich; bei kontinuierlichen Schwingungen scheint dies unnötig zu sein. Im letzteren Falle liegen die Verhältnisse um so günstiger, je näher sich die Antenne der Form des Hertzschen Oszillators nähert, der ja ein ausgezeichneter Strahler und Empfänger ist; dann bleibt die Richtbarkeit als Verbesserung unter besonderen Umständen vorbehalten.

Hier möge ein Wink für die Praxis eingeschoben sein: Die Wichtigkeit großer Höhe für die obere Kapazität ist so ausgesprochen, und

die Schwierigkeit und Kostspieligkeit ihrer künstlichen Verwirklichung so groß, daß es sich lohnen dürfte, im Fernbetrieb einen Berg oder Hügel von möglichst geringer Leitfähigkeit auszusuchen, der als Stütze dienen könnte für das obere Ende einer Antenne der Station am Fuße des Berges. Die Erfahrung würde lehren, ob die Wirbelströme in einem solchen Hügel, oder Hügelpaare, etwa den Empfang oder die wirksame Ausstrahlung mehr beeinträchtigten als z. B. das Eisen des Eiffelturmes."

Es wird auseinandergesetzt, daß lange Wellen ihren Vorzug nur den Hinderungen und Undurchsichtigkeiten in der Atmosphäre verdanken, im Verein mit dem Umstande, daß die verdünnte Luft der oberen Regionen den langen Wellen in ihrem Laufe um die Erde mehr behilflich ist als den kurzen Wellen.

Wenn es sich um die Fortpflanzung von Wellen nahe an der Erdoberfläche handelt, dann reicht die einfache Theorie der freien Fortpflanzung im Äther nicht mehr aus. Leitung durch Erde und Luft spielen dann eine wesentliche Rolle, und mannigfache Komplikationen können eintreten, von denen einige die Aufmerksamkeit von Theoretikern erregt haben; so hat schon vor einiger Zeit Zenneck das Problem der Erd- und Meeresleitung in seiner wichtigen Abhandlung (Ann. der Phys. **23**, 846, 1907) behandelt, wobei er den Einfluß der Erdoberfläche ausführlich berücksichtigt, doch ist unsere Kenntnis über Luftleitung noch recht lückenhaft.

Die Ursache der beobachteten Beeinträchtigung der Reichweite durch Sonnenschein ist noch unklar. Wenn die durch die beobachtete Ionisation erzeugte Undurchlässigkeit der gewöhnlichen Luft aus einschlägigen Daten berechnet wird, so reicht sie nicht aus zur Erklärung des beobachteten Wertes. Doch muß die überaus große Leitfähigkeit der verdünnten Luft ohne Elektroden in Erinnerung gebracht werden. Im ganzen ist es wahrscheinlich, daß die Schwierigkeit der Ausbreitung der Wellen bei Tage durch etwas verursacht ist, das in der oberen leitenden Atmosphärenschicht vor sich geht. Verfasser denkt sich, daß eine Spiegelung an dieser Schicht die Fortpflanzung gewöhnlich fördern muß. Wenn der Dichtesprung plötzlich stattfindet, dann wird die Schicht besser spiegeln als wenn die Dichte sich allmählich ändert. Im letzteren Falle kann man sich entweder durch größeren Energieaufwand oder durch größere Wellenlänge helfen. „Wenn nun, so schließt der Verfasser diese Betrachtung, sei es infolge von Sonnenaufgang oder durch Hitze, die spiegelnde Fläche faltig wird und somit den Wellen etwas wie normale Inzidenz darbietet, so daß sie in den

Raum ausgestrahlt werden, so wird kein größerer Energieaufwand von Nutzen sein, und nur eine größere Wellenlänge kann helfen."

Sodann wird die Durchlässigkeit der Atmosphäre mathematisch behandelt, und der Verfasser führt Gründe an, weshalb die Ionisation der oberen Atmosphäre größer sein kann, als man gewöhnlich annimmt.

Bei sehr geringen Drucken, von 1 mm Hg oder weniger, ist die Beweglichkeit der Ionen viel größer als bei Atmosphärendruck, wo sie etwa 3 cm pro Sekunde bei einem Gradienten von 1 Volt pro cm beträgt. Überhaupt werden gewöhnlich nur die Atomionen und Molekularionen berücksichtigt, während doch die Elektronionen, auch wenn sie nur vorübergehend frei werden, eine weit größere Beweglichkeit besitzen. Solche Elektronen würden eine weit höhere Leitfähigkeit verursachen, und es besteht kaum ein Zweifel darüber, daß freie Elektronen der Erdatmosphäre direkt von der Sonne zugeführt werden.

Auch müssen die positiven Ladungen, welche auch der Sonne ihren Ursprung verdanken können, berücksichtigt werden. Wenn die Sonne radioaktiv ist, dann sendet sie gewiß außer den β-Strahlen auch α-Strahlen aus, welche, obwohl den ersteren an Durchdringungsfähigkeit nachstehend, vermöge ihrer größeren Ionisationsfähigkeit die Hauptrolle spielen können. Die β-Strahlen werden wahrscheinlich vom magnetischen Felde der Erde abgelenkt, die α-Strahlen hingegen werden in geradlinigen Bahnen in die Atmosphäre eindringen und dort absorbiert werden. Auch können γ-Strahlen, falls sie von der Sonne ausgesandt werden (und das ist doch sehr wahrscheinlich) eine tiefgehende Wirkung in der Atmosphäre verursachen. So könnten sie ziemlich vertikale Ionisationsflächen bilden, welche einer von den oberen Regionen gespiegelten Welle eine starke Hemmung darbieten könnten.

Ein spiegelndes Gewölbe würde ganz zu einer zeitweisen örtlichen Verstärkung der Signale passen, und eine wechselnde Gestalt und Struktur desselben würde einen großen Einfluß auf die Signale ausüben. Die Erd- und Meeresleitfähigkeiten üben einen regelmäßigeren Einfluß aus und tragen auch gewiß zu der Fortpflanzung der Signale bei. Das Meer kann nicht für Schwankungen der Signale verantwortlich gemacht werden und spielt sicher auch keine Rolle bei den Tageslichteffekten, besonders bei Sonnenauf- und -untergang. Dies alles muß der Atmosphäre zugeschrieben werden.

Was die telegraphische Praxis betrifft, so glaubt Verfasser, daß es zu erwarten sei, daß die Erdleitung mehr als jetzt für die Zeichenübertragung verwendet werden wird. Vielleicht trage sie schon jetzt mehr dazu bei als man glaubt. Es sei ganz gut möglich, daß man

sich mit Hilfe von elektrischen Schwingungen in der Erdkruste ohne Hertzsche Wellen behelfen könne, so daß man eventuell von variablen Lufteinflüssen frei sein würde. Man hat dann mit einer Deformation der Wellenform (infolge der Harmonischen, die sich in verschiedener Weise ausbreiten, wie bei irgendeinem System von Wellen, bei dem die Ausbreitungsgeschwindigkeit eine Funktion der Wellenlänge ist) zu rechnen, aber dies könnte durch den Gebrauch einer einzigen reinen Welle vermieden werden. Aber solange Hertzsche Wellen gebraucht werden, kann man gewiß sein, daß wenn durch Ungleichheiten bei Sonnenaufgang die bestleitende Atmosphärenschicht gekrümmt oder gefaltet wird, ein großer Teil der Strahlungsenergie, welche sonst reflektiert würde, verloren geht, und dies würde besonders für die kürzeren Wellen verhängnisvoll werden.

„Wenn eine Art vertikalen Spiegels hinter der Sendestation stünde (wie etwa kurz vor Sonnenaufgang), so könnte das eine zeitweise Verstärkung der Fernwirkung verursachen. Auch würde irgendwelche Undurchlässigkeit, welche mit der Strahlungsintensität zunimmt, wirksamer sein in der Nähe einer Sendestation als in der Nähe einer Empfangsstation. Der Umstand, daß Sonnenauf- und -untergang (d. h. eine horizontale Sonnenstrahlung) an beiden Stationen besonders wirksam sind, sowohl förderlich wie hinderlich, und die Maxima und Minima, welche dann eintreten, sind sehr bedeutsam."

Eine neue Ursache atmosphärischer Absorption scheint in der Wirkung der Strahlung auf Elektronen zu liegen, welche zuerst Sir J. J. Thomson im Jahre 1902 (Philosophical Magazine, August 1902) untersucht hat. Ätherwellen treiben nämlich Elektronen vorwärts in der Richtung der Wellenfortpflanzung und teilen ihnen Energie mit, welche der Wellenenergie entnommen sein muß. „Jeder solcher Antrieb von Elektronen durch die elektrische Komponente stellt einen ‚Strom' dar, und dieser wird seinerseits durch die magnetische Komponente der Welle beeinflußt, so daß das Elektron in der Richtung normal zu beiden Komponenten, d. h. normal zur Welle, fortgetrieben wird."

Eine angenäherte Berechnung dieser Wirkung zeigt, daß ein Hertzscher Erreger, dessen Mittelstrom in der Antenne 600 Amperes (vgl. die Berechnung auf S. 775 des engl. Originals) beträgt, in einer Entfernung, zehnmal so lang wie die Höhe der Antenne, imstande ist, einem Elektron eine Geschwindigkeit von etwa einem Kilometer pro Sekunde zu erteilen. Die Elektronen würden demgemäß rasch fortgefegt werden. Wenn aber das Sonnenlicht fortwährend neue frei macht (sagen wir 10000 pro ccm pro Sekunde), dann würde eine

Welle von 10 km in einer Entfernung von 2000 km auf den 1/eten Teil ihrer sonstigen Stärke herabsinken.

Vom Verfasser war nebenbei eine nützliche Formel für Antennenstrahlung angegeben. (Nach dem Englischen.)

(Eingesandt 25. Juli 1918.)

Adresse des Autors: University in Birmingham (England).

H. Dieckmann, Experimentelle Untersuchungen aus dem Grenzgebiet zwischen drahtloser Telegraphie und Luftelektrizität:

Erster Teil.

Einleitung.

Während es gelungen ist, sehr bemerkenswerte Fortschritte hinsichtlich der Konstruktion günstig arbeitender Stationsapparate für drahtlose Telegraphie zu erzielen, blieben Erscheinungen und Vorgänge, die sich außerhalb der eigentlichen Stationsanlagen abspielen, die aber auf das ordnungsmäßige Arbeiten der Stationsanordnungen von Einfluß sind, verhältnismäßig wenig untersucht.

Die Tatsache, daß die für die Ausbreitung der Wellen erforderlichen Luftleitergebilde von einer den mannigfachsten Einflüssen unterliegenden Atmosphäre begrenzt werden, daß bei der Ausbreitung der Wellen eben diese Atmosphäre und die örtlich und zeitlich wechselnde Beschaffenheit der Erdoberfläche eine Rolle spielen, läßt allerdings das Auftreten einer Reihe besonderer Nebenerscheinungen in der Praxis der drahtlosen Telegraphie schon von vornherein erwarten.

Zwei durch derartige äußere Ursachen bedingte Erscheinungen haben in der drahtlos-telegraphischen Praxis eine wesentliche Bedeutung.

Die erste dieser Erscheinungen äußert sich darin, daß die Fernwirkung ein und derselben Sendestation sehr erhebliche zeitliche Wechsel aufweisen kann, obwohl mit ungeänderter Primärenergie, Wellenlänge und Stationsanlage gegeben wird.

Die zweite Erscheinung ist die, daß die Empfangsanordnungen einer Station bisweilen betätigt werden, auch wenn die Antenne dieser Station nicht von den elektromagnetischen Wellen einer Gegenstation getroffen wird.

Die Ursache der Empfangsstörung wurde von Anfang an in der „Luftelektrizität“ gesehen. Die Benutzung speziell des Kohärers in Verbindung mit einem Luftleiter durch Popoff als eines Apparates

zur Gewitterregistrierung ist ja sogar älter als die Benutzung des Kohärers durch Marconi für drahtlos-telegraphische Zwecke.

Der Mechanismus bei den Erscheinungen, der Reichweitenänderung sowohl als der Empfangsstörung ist bis jetzt von keiner Seite völlig klargelegt worden.

Da es sich bei der Empfangsstörung bestimmt bei der Reichweitenänderung nicht unwahrscheinlich um Erscheinungen handelt, die durch die atmosphärische Elektrizität bedingt werden, und gerade dieses Gebiet in den Entwickelungsjahren der drahtlosen Telegraphie infolge der radioaktiven Entdeckungen bemerkenswerte Fortschritte gemacht hat, so schien es nicht unfruchtbar zu sein, das Grenzgebiet zwischen drahtloser Telegraphie und Luftelektrizität zum Gegenstand einer experimentellen Untersuchung zu machen.

Bei der Inangriffnahme der eigentlichen Messungen und Beobachtungen erschien es zweckmäßig, zunächst eine Scheidung nach dem Sitz der fraglichen Störungsvorgänge vorzunehmen.

Die Erscheinungen der Reichweitenänderung und der Empfangsstörung müssen entweder

in Vorgängen in unmittelbarer Nähe der Antennen ihre Ursache haben oder

sie können in einer Veränderung der Eigenschaften des Zwischenmittels Atmosphäre und Erdkörper begründet sein.

Durch diese Scheidung ergibt sich eine Unterteilung der Versuche in:

A. Nahversuche, bei denen namentlich alle Erscheinungen in den Antennenleitungen selbst in der allernächsten Umgebung der Antennenleiter und zwischen sehr nahe benachbarten Stationen, also unter möglichstem Ausschluß der Einwirkungen des Zwischenmittels beobachtet werden kann, und

B. Fernversuche, bei denen nach Möglichkeit unter Benutzung und Reduzierung auch fremden Beobachtungsmaterials mit hinreichend entfernten Stationen am Erdboden und in der Luft der Einfluß des Zwischenmittels festgestellt werden kann.

Die vorliegende Arbeit enthält die Ergebnisse des ersten Teiles (A) dieser zwischen Frühjahr 1909 und Frühjahr 1911 in Gräfelfing angestellten Experimentaluntersuchung.

Da es sich bei diesen Versuchen als gewiß herausstellte, daß die Vorgänge in der unmittelbaren Nachbarschaft der Antenne im wesentlichen nur für die Empfangsstörung maßgebend sind und auf die

Reichweitenänderung praktisch einflußlos bleiben, so ist dieser Teil der Untersuchung unter dem Titel „Empfangsstörung" mitgeteilt.

Die experimentellen Vorarbeiten für die Untersuchung (B) wurden im Oktober 1910 begonnen.

Nahversuche (Empfangsstörung).

Luftelektrische Tatsachen.

Es ist bekannt, daß das normale Potentialgefälle im Sommer in der Nähe des Bodens ca. 100 Volt/Meter beträgt und die Leitfähigkeit der Luft der Größenordnung nach um den Betrag $\sim 3{,}0 \cdot 10^{-4}$ st. Einheiten schwankt. Der daraus hervorgehende vertikale Leitungsstrom ergibt sich zu ca. $3{,}3 \cdot 10^{-16}$ Amp./qcm. Die elektrische Leitfähigkeit der Luft bedingen zum größten Teil die in ihr verteilten radioaktiven Emanationen.

Auf Grund dieser Tatsachen gliedert sich die eigentliche Untersuchung zunächst in die folgenden Teiluntersuchungen.

I. Wie stören die verschiedenen Antennengebilde das elektrostatische Erdfeld? Welche Spannungsgefälle herrschen in der Nachbarschaft der einzelnen Teile der Antenne?

II. Welche Leitfähigkeit hat die Luft in der Nachbarschaft der Antenne? Diese Leitfähigkeit muß wegen der auf den Antennendrähten niedergeschlagenen radioaktiven Induktionen größer als die normale sein. (Dieser Teil der Experimentaluntersuchung wurde von Herrn Kandidaten Kernstock selbständig ausgeführt).

III. In welchem Betrage dient das Luftleitergebilde dazu, den vertikalen Leitungsstrom zu führen? Wie groß sind die gegen Erde gerichteten Stromstärken und wie hängen sie von I und II ab?

IV. Verursachen die aktiven Niederschläge von II oder der Hallwachseffekt eine Energie-Absorption?

V. Experimentelle Untersuchung eines Antennenschutzsystemes.

Da die gesamte Untersuchung nach Möglichkeit den tatsächlichen praktischen Verhältnissen der drahtlosen Telegraphie Rechnung tragen sollte, so wurde der Versuchsaufbau tunlichst ohne Maßstabsverkleinerungen ausgeführt.

Kurze Beschreibung der Anlage.

In Gräfelfing bei München, wo sich ein dem Verfasser gehöriges Anwesen befindet, wurde der Versuchsaufbau ausgeführt.

Außer den Souterainräumen des Anwesens wurden 5 Hilfsschuppen sowie die erforderlichen Masten aufgestellt. (Siehe Situationsplan Fig. 1).

Maschinenraum, Werkstatt und Dunkelkammer bildeten die Souterainräume. Hauptuntersuchungsraum und Registrierraum befinden sich in Schuppen 4.

An den Wänden und an der Decke des Hauptraumes sind zum Teil fest montiert zwei komplette drahtlos-telegraphische Sendeanordnungen nach Braun und Wien, sowie drei komplette Empfangsanordnungen aufgestellt.

Von den Empfangsanordnungen ist die erste ein einfacher Kohärerempfänger mit Klopfer, Relais und Morseschreiber.

Der zweite Empfänger ist ein Hörempfänger mit elektrolytischem Detektor der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.

Die dritte Anordnung ist den neueren Hörempfängern der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie nachgebildet. Als Empfangsorgan dient ein Graphit-Bleiglanzthermodetektor.

In dem Registrierraum stehen auf Betonsockeln 2 Edelmannsche Drehspulengalvanometer, Spaltlampen und Registriertrommel.

Fig. 1. Situationsplan.

Das eine der Galvanometer in Verbindung mit einer Koppelschleife und einem Thermoelement hatte dauernd den Zweck, den Betrag der von der Antenne beim Senden ausgestrahlten Energie zu registrieren.

Neben dem Schuppen 4 steht Mast 9 von 42,3 m Höhe, von ihm ist nach kurzen Abspannmasten eine 13 drähtige Schirmantenne verspannt.

Dieses Antennengebilde in Verbindung mit den im Schuppen

untergebrachten Sende- und Empfangsapparaten stellt eine drahtlos telegraphische Station verhältnismäßig großer Leistungsfähigkeit dar.

Weiter ist noch ein Ballonschuppen 5, der einen Registrierballon birgt, ein Materialschuppen 6 und ein zweiter Registrierschuppen 7 vorhanden. Dieser Registrierschuppen enthält ein registrierendes Quadranten-Elektrometer mit Induktionsdämpfung, ein Edelmannsches Spiegelgalvanometer, zwei Linsen, zwei Spaltlampen und die Registriertrommel.

Das Elektrometer dient zur Registrierung des Potentialgefälles.

Das Spiegelgalvanometer bildete einen Bestandteil eines quantitativ registrierenden drahtlos telegraphischen Empfängers. Von der mit einer Abstimmspule versehenen Antenne wird in loser Koppelung auf einen geschlossenen, mit Drehplatten-Kondensator abstimmbaren Kreis induziert, der ein empfindliches evakuiertes Brandessches Thermoelement enthält. An das Thermoelement ist unter Zwischenschaltung von Drosselspulen das Galvanometer angeschlossen.

Wenige Meter hinter den beiden Schuppen 7, 8 steht Mast 10. Er trägt oben ein schweres horizontales Kreuz mit 5 Blöcken zum Aufziehen der verschiedenen Antennen und Schutzgebilde. Die Antennen können durch eine besonders isolierte Durchführung in das Innere des Registrierschuppens geleitet werden. Als Erdung dient eine 3 m tief vergrabene Kupferplatte von 0,5 m^2 oder ein die Schuppen 7, 8 und den Mast in Form eines niederen Drahtzaunes umgebendes „Gegengewicht“.

Das elektrostatische Erdfeld in der Nachbarschaft der Antenne.

Jedes Antennengebilde der drahtlosen Telegraphie, das in irgendeiner Form in die freie Atmosphäre hineinragt, wird als „Leiter im Feld“ den normalen Verlauf der Kraftlinien und Potentialflächen stören. Je nach der Anordnung der einzelnen Leiterteile sowie je nach den elektrischen Ausgleichsmöglichkeiten gegen Erde oder Atmosphäre, werden sich ganz bestimmte charakteristische Änderungen in der Nachbarschaft der Antenne ergeben.

Wenn es sich nun darum handelt den Verlauf des Feldes in der Nähe eines derartigen Leitergebildes anzugeben, so können an sich 4 Methoden in Frage kommen:

1. Berechnung des Feldverlaufes.
2. Experimentelle Bestimmung mit Potentialmeßanordnungen am wirklichen Objekt.

3. **Experimentelle Bestimmungen mit Potentialmeßanordnungen an einem elektrisch-ähnlichen Modell im künstlichen Feld.**
4. **Gefühlsmäßige Schätzung des Verlaufes unter Berücksichtigung des Längszuges und Querdruckes der Kraftlinien und der Tatsache, daß die Kraftlinien auf allen Potentialflächen, also auch auf den Leiterflächen, senkrecht stehen.**

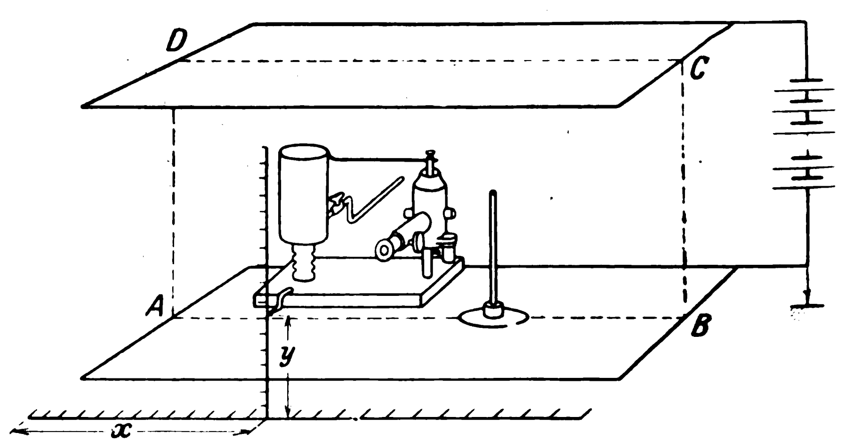


Fig. 2. Meßanordnung mit künstlichem Feld.

Die Berechnung des Verlaufes der Potentialflächen ist schwierig und läßt sich nur ungenau durchführen. Die mit dem Sondenballon angestellten Beobachtungen ergeben nur unsichere Zahlenwerte.

Ziemlich genaue Ergebnisse liefert dagegen die Ausmessung am Modell im künstlichen Feld.

Das künstliche elektrostatische Feld wurde nach Fig. 2 zwischen zwei Zinkplatten von 2,0 × 1,0 m² Oberfläche gebildet, die sich isoliert in 0,50 m Abstand gegenüber befinden. Die obere Platte kann durch eine Akkumulatorenbatterie auf + 300 Volt geladen werden. Die untere liegt mit dem negativen Pol der Batterie an Erde. Zwischen den Platten besteht also im inneren Teile ein homogenes Feld mit einem Gefälle von

$$\frac{dV}{dh} = 6 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

Als Sonde dient ein Wasserkollektor, der mit einem dünnen Ausflußrohr seitlich in das Feld hineinragt. Durch eine horizontale und vertikale Schlittenführung kann dem Ausgleichspunkt mit großer Ge-

nauigkeit jede beliebige Lage, die man sofort in den rechtwinkeligen Koordinaten ablesen kann, auf der Mittelebene gegeben werden. An das Gefäß des isoliert aufgestellten Wasserkollektors ist ein Lutzsches Saitenelektrometer angeschlossen. Kollektorgefäß und Elektrometer befinden sich mit auf dem beweglichen Schlitten.

Eine quantitative Ausmessung der Felder ist an Repräsentanten dreier typischer Antennenformen nach der Methode 3 erfolgt.

In der Meßebene *ABCD* des künstlichen Feldes wurde bei den Beobachtungen der Verlauf von 9 Potentialflächen verfolgt, und zwar entsprechen die Potentialflächen den in Tabelle 1 angegebenen Spannungswerten gegen die untere Begrenzungsplatte.

Tabelle 1.

Potentialfläche	Volt
1	30
2	60
3	90
4	120
5	150
6	180
7	210
8	240
9	270

Die obere Platte stellt dann die, allerdings nicht deformierbare, Potentialfläche von 300 Volt vor.

Die so gewonnenen Meßergebnisse lassen ohne weiteres Schlüsse zu für Antennen beliebiger Höhe. Die ermittelten Felddiagramme bleiben richtig, wenn man die Spannungswerte der Potentialflächen entsprechend den Maßstabsänderungen umrechnet. Für den Fall in der Natur ein mittleres atmosphärisches Potentialgefälle von 100 Volt/m besteht, gibt Tabelle 2 Auskunft darüber, welche Spannungswerte den Potentialflächen 1 bis 9 je nach der Antennenhöhe zukommen. Ist beispielsweise eine 70 m hohe Antenne vorhanden und will man in Anlehnung an die Diagramme erfahren, welcher Spannungswert beispielsweise der Fläche 6 zukommt, so ergibt die Tabelle unmittelbar den Wert 8400 Volt. Trifft die Annahme eines mittleren Potentialgefälles von 100 Volt/m nicht zu, sondern herrscht, nach einer in der Ebene ausgeführten Messung, ein solches von $k \times 100$ Volt/m, so sind die Spannungswerte der Tabelle 2 mit k zu multiplizieren. Werden beispielsweise nur 80 Volt/m im ungestörten Feld beobachtet, so hat k den Wert 0,8 und die Potentialfläche 6 des Diagrammes für eine 70 m hohe Antenne repräsentiert einen Wert von $0{,}8 \times 8400 = 6720$ Volt.

Tabelle 2. (Spannungswerte.)

Höhe der Antenne in m	Potentialfläche 1	2	3	4	5	6	7	8	9
10	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
20	400	800	1200	1600	2000	2400	2800	3200	3600
30	600	1200	1800	2400	3000	3600	4200	4800	5400
40	800	1600	2400	3200	4000	4800	5600	6400	7200
50	1000	2000	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000
60	1200	2400	3600	4800	6000	7200	8400	9600	10800
70	1400	2800	4200	5600	7000	8400	9800	11200	12600
80	1600	3200	4800	6400	8000	9600	11200	13800	14400
90	1800	3600	5400	7200	9000	10800	12600	14400	17200
100	2000	4000	6000	8000	10000	12000	14000	16000	18000

1 m Antennenhöhe in Wirklichkeit wird dabei auf dem graphischen Blatt durch folgende Längen dargestellt:

Tabelle 3.

Antennenhöhe m	1 m in Wirklichkeit entspricht auf der Zeichnung mm
10	5,00
20	2,50
30	1,67
40	1,25
50	1,00
60	0,83
70	0,71
80	0,52
90	0,55
100	0,50

Fig. 3, 4 u. 5 zeigen den quantitativen Verlauf der Potentialflächen, wie er an den Modellen einer Linear-Schiffs- und Schirmantenne mit Ausgleich gegen Erde ermittelt wurde.

Ein zweiter Fall ist der, daß der Antennenleiter für statische Spannungen von der Erde isoliert ist, aber gegen die Atmosphäre eine Ausgleichsmöglichkeit besitzt, daß er also, wenn man den Ausdruck wählen darf, „an Luft" liegt.

Der Luftausgleich kann dabei aus mehrerlei Ursachen begründet und begünstigt sein.

Außer der normalen Leitfähigkeit der Luft kann einmal der Hallwachseffekt mitwirken. Ultraviolettes Licht, das die Oberfläche des Antennenmetalles trifft, läßt Elektronen aus der Antenne austreten,

so daß die Antenne positiv geladen zurückbleibt. Je nach dem Oberflächenmaterial, dem Zustand der Leiter und der Stärke der ultra-

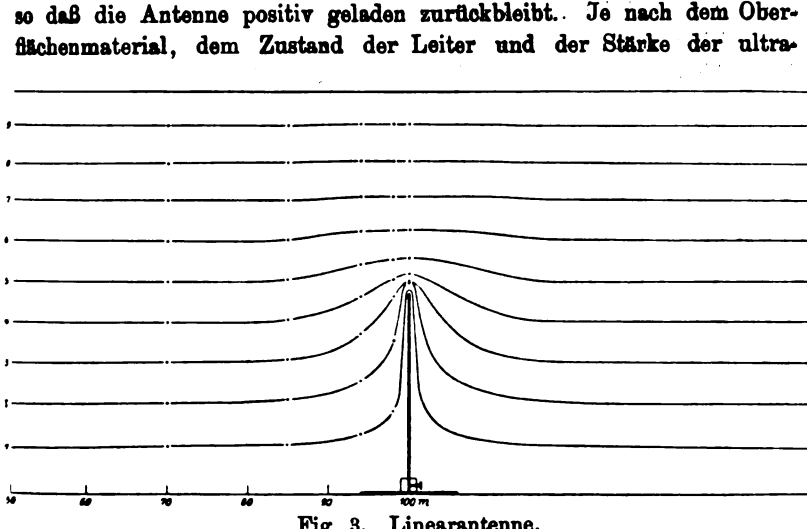


Fig. 3. Linearantenne.

violetten Strahlung wird dieser Effekt von verschiedener Bedeutung sein. Eine weitere wichtige, in den folgenden Abschnitten ausführlich dargelegte Ausgleichsursache bilden die Induktionen der in der Luft

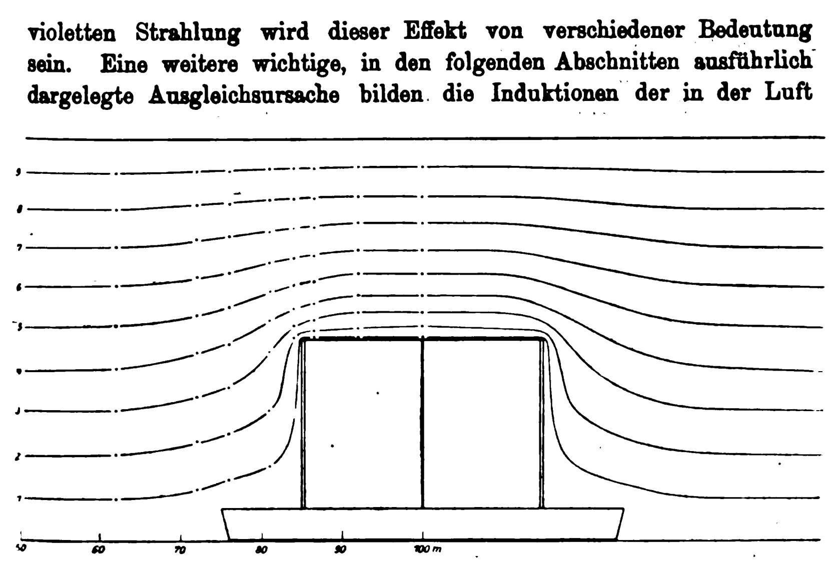


Fig. 4. Schiffsantenne.

verbreiteten radioaktiven Substanzen, die bewirken, daß sich der Antennenleiter positiv auflädt.

Wenn man von den Strömen innerhalb der einzelnen Elemente

der Antenne absieht, und man annimmt, daß der Schwerpunkt des Ausgleiches in dem oberen Teile liegt, so ergibt sich als Charakter der Feldstörung ein Potentialflächenverlauf nach Fig. 6. Durch den

Fig. 5. Schirmantenne.

Antennenleiter geht eine bestimmte Potentialfläche. Alle niederen Potentialflächen werden unter der Antenne in dem Isolationsraum zusammengedrängt. Zwischen der Antenne und der Erde besteht eine

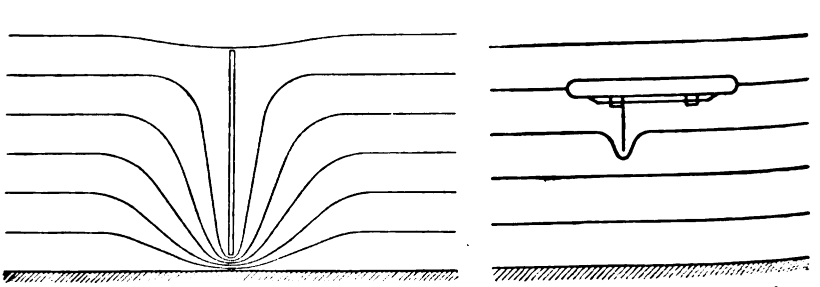


Fig. 6. Antenne liegt an Luft. Fig. 7. Luftschiff, ausgeglichen.

um so größere Spannungsdifferenz, je höher der Ausgleichsschwerpunkt liegt.

An derselben Antenne kann man bei hohem atmosphärischen Potentialgefälle, wenn die Erdung gut ist, am oberen Ende leuchtende Büschelentladungen wahrnehmen, während bei leidlicher Bodenisolation und gutem Luftausgleich die unteren Teile des Leiters sprühen und sich durch lebhafte Funken gegen Erde entladen.

Der Vollständigkeit halber und um anderweit publizierte Potentialflächendiagramme von geladenen Leitern, die sich in größerem Abstande vom Erdboden befinden, zu berichtigen, sind im folgenden noch

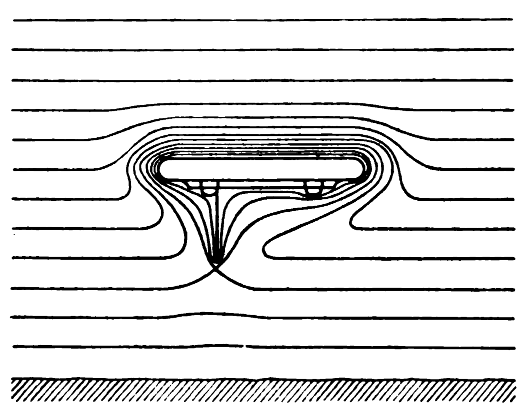


Fig. 8. Luftschiff mit positiver Eigenladung.

drei Skizzen von dem Feldverlauf um ein Luftschiff mit damit leitend verbundener Antenne wiedergegeben. Nach den Gesetzen der Elektrostatik nimmt ein ungeladener Leiter, der sich im Feld verschiebt,

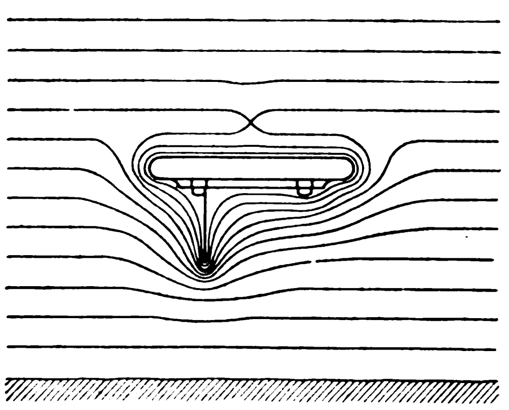


Fig. 9. Luftschiff mit negativer Eigenladung.

stets das Potential der Stelle an, an welcher er sich befindet (Fig. 7). Bei einem Ballon oder Luftschiff können aber aus verschiedenen Gründen Eigenladungen und damit Feldstörungen auftreten. Der Verlauf der Potentialflächen ist dann so, daß das Luftschiff von einigen Potential-

flächen ganz eingehüllt ist, von denen eine mit einer der Erdkugel zugehörigen Potentialfläche zusammenhängt. Bei negativer Eigenladung liegt diese gemeinsame Fläche zwischen Erde und Luftschiff, bei positiver Eigenladung über dem Luftschiff (Fig. 8 u. 9). Soweit die bisher angestellten Messungen ergeben, besitzt das Luftschiff die Tendenz, sich während der Fahrt positiv aufzuladen.

Leitfähigkeit der Luft in der Nachbarschaft einer Antenne.

Elster und Geitel haben in einem ihrer grundlegenden Versuche gezeigt, daß sich auf negativ geladenen in der Luft frei ausgespannten Drähten radioaktive Substanzen niederschlagen. Auch wenn man einen spannungslosen Draht so in das Erdfeld bringt, daß elektrische Kraftlinien in größerer Anzahl auf ihm enden, müssen die in der Luft überall suspendierten radioaktiven Zerfallsprodukte der gasförmigen Emanationen, die radioaktiven „Induktionen", die sich scheinbar wie positive Ionen verhalten, auf den Draht zuwandern und sich an seiner Oberfläche niederschlagen. Die Antennengebilde der drahtlosen Telegraphie erfüllen hiernach beide Bedingungen. Sie sind bei Aufladung mit Hochfrequenz wenigstens zeitweilig auf hohe negative Spannungen geladen und stellen in der ganzen Zwischenzeit ein dem natürlichen Erdfeld ausgesetztes Leitergebilde vor. Da ein derartig mit Induktionen überzogener Leiter um sich einen Luftzylinder wesentlich größerer elektrischer Leitfähigkeit, als sie sonst der umgebenden Luft zukommt, mit einem Halbmesser gleich der Reichweite der α-Strahlen haben muß, so erschien im Hinblick auf die Vorgänge beim Senden und Empfangen elektrischer Wellen eine experimentelle Untersuchung des ungefähren Betrages dieser Leitfähigkeitserhöhung wünschenswert zu sein.

Zum Nachweise der radioaktiven Stoffe diente die übliche elektrische Methode. Der zu untersuchende Draht wird nach der Exposition an der Antenne aufgerollt in den Zerstreuungsraum eines Elektrometers gebracht und der zeitliche Spannungsrückgang an dem vorher aufgeladenen Elektrometer beobachtet. Der Spannungsmeßbereich dieses Elektrometers muß dabei so beschaffen sein, daß in dem Zerstreuungsraum bei der betreffenden Untersuchung „Sättigungsstrom" herrscht, d. h. das Potentialgefälle zwischen dem „Zerstreuungskörper" und dem aktivierten Draht muß so groß sein, daß alle in der Zeiteinheit in dem Felde gebildeten Ionen eines Vorzeichens, ehe sie durch Wiedervereinigung sich haben neutralisieren können, an den Zerstreuungskörper getrieben werden.

Ermittelt man so die Zahl der Ionenpaare, die der dem Zerstreuungskörper zugekehrte Teil der Drahtwindungen pro Sekunde erzeugt zu bestimmten aufeinanderfolgenden Zeiten (Abklingungskurve), so kann man einen Rückschluß auf die Zahl der von der ganzen aktivierten Oberfläche erzeugten Ionenpaare machen für die Zeit rückwärts, als der Draht noch im Freien exponiert war. Für die Ionenbildungszahl in dem umgebenden Luftzylinder ergeben sich dann wenigstens ungefähre Überschlagswerte.

Beschreibung der Anordnung.

Bei der Untersuchung wurde ein Elektrometer Schmidtscher Konstruktion mit Zerstreuungsraum benutzt. Fig. 10 zeigt dieses im Schnitt.

Ein Aluminiumblättchen, welches an einen Glasfaden gekittet ist, ist der empfindliche Teil des Instruments. Sein Wandern durch das Gesichtsfeld eines Mikroskopes von etwa 50facher Vergrößerung und 100teiliger Mikroskopskala wird beobachtet und gibt die Spannungswerte an.

Ein 40 m langer, 0,3 mm starker Kupferdraht konnte an Mast 9 der Sendestation aufgeheißt und eingeholt werden. Nachdem er entweder nur geerdet oder als Antenne mit Hochfrequenz beschickt worden war, konnte dann sofort das Wandern des Elektrometerblättchens durch das Gesichtsfeld des Mikroskopes beobachtet werden. Isolationsmessungen und Kontrollbeobachtungen wurden tunlichst oft angestellt und bei der Auswertung berücksichtigt.

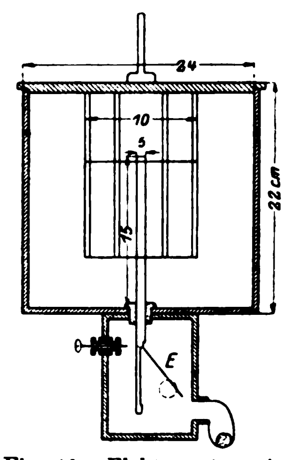


Fig. 10. Elektrometer mit Zerstreuungsraum nach Schmidt.

Bei der graphischen Darstellung der beobachteten Abklingungskurven (Fig. 11) wurden des geradlinigeren Verlaufes halber die Logarithmen der pro cm^3 und sec. gebildeten Ionenzahlen als Ordinaten aufgetragen. Es ist möglich, wie Schmidt und Kurz gezeigt haben, die Kurven auf das prozentische Vorhandensein der verschiedenen radioaktiven Niederschläge zu analysieren. Dadurch wird es möglich, den Betrag der Ionisation für die Zeit, in welcher der Draht noch exponiert war, festzustellen.

Im allgemeinen wurde so verfahren, daß eine gleich lange Exposition des Drahtes unter dem Erdfeld allein und bei Hochfrequenz

möglichst an demselben Tage bei gleicher Wetterlage zustande kam. Die Expositionsdauer T betrug 20, 60, 100 oder 120 Minuten. Bei

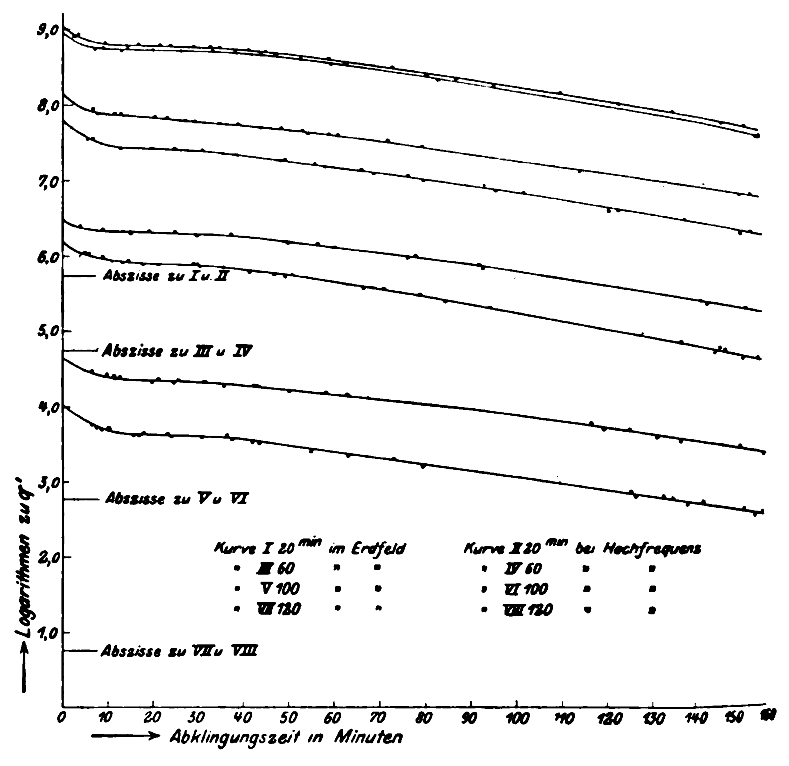


Fig. 11.

der Aktivierung durch das Erdfeld allein ergeben sich die in der folgenden Tabelle 4 aufgeführten Anfangswerte.

Tabelle 4.

Aktivierung im Erdfeld allein.

Aktivierungsdauer T	Zahl der pro cm³ und sec im Feld erzeugten Ionen q'
20 min	$2{,}03 \times 10^4$
60 »	$2{,}93 \times 10^4$
100 »	$5{,}60 \times 10^4$
120 »	$8{,}26 \times 10^4$

(Schluß folgt.)

W. Rietz, Über die Kapazität von Spulen. Ann. Phys. **41**, 543, 1913, und Diss. Zürich 1912.

Verfasser gibt folgende Zusammenfassung der Resultate seiner Arbeit:

1. Die Kapazität einlagig gewickelter unifilarer Spulen ist außerordentlich gering. Die von Drude angegebene Formel zur Berechnung derselben ist mit Erfolg anzuwenden.

2. Die Induktionsspulen erreichen mit der zweiten Windungslage ihre Maximalkapazität. Nimmt die Anzahl Lagen weiter zu, so nimmt die Kapazität sogar etwas ab.

3. Es wird eine einfache Formel angegeben, wonach man die Kapazität zweilagiger Spulen in einfacher Weise vorausberechnen kann.

4. Mit der Länge der Spule besteht nur angenäherte Proportionalität für die Kapazität. Es scheint diese Proportionalität indessen um so besser zu sein, je größer die Lagenzahl ist.

5. Vergleicht man mehrlagige Spulen gleicher Selbstinduktion, aber verschiedener Form, miteinander, so besitzt die Hochkantspule die kleinste Kapazität. Die allergeringste Kapazität besitzt die einlagige Spule.

6. Die Anwendung der Thomson-Kirchhoffschen Formel zur Berechnung der Selbstinduktion kann bei Verwendung kleiner Kondensatorkapazitäten in einem Schwingungskreise zu erheblichen Rechenfehlern führen. Hier gilt die erweiterte Formel

$$T = 2\pi \sqrt{L \cdot (C + K)}$$

wobei C die Kondensatorkapazität und K die Spulenkapazität bedeutet.

(E.)

(Eingesandt 7. Juli 1913.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Das sogenannte „Système à onde unique" der Société Française Radio-Électrique, Paris.

Im „Electrician" vom 25. Juli und 22. August 1913 befindet sich eine Diskussion von Prof. G. W. O. Howe mit Ingenieur J. F. J. Béthenod über dieses System, basierend auf einer Schaltung von Girardeau-Béthenod (vgl. D. R. P. Nr. 262825 auf den Namen Emile Girardeau-Paris). Im wissenschaftlichen Interesse haben wir diese An-

gelegenheit einer Prüfung unterzogen und mit einigen unserer Mitarbeiter diskutiert. Das Ergebnis unserer Untersuchungen ist, daß es gar keinem Zweifel unterliegen kann, daß die Kritik des Herrn Prof. Howe durchaus stichhaltig erscheint, und daß uns die scharfe Form der Abwehr derselben durch unseren geschätzten Mitarbeiter Herrn Béthenod nur dadurch verständlich erscheint, daß er eine

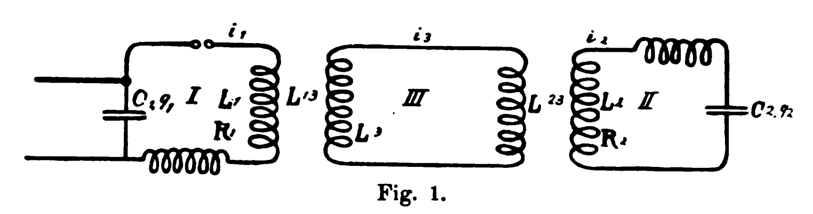


Fig. 1.

haltlose Sache zu verteidigen gezwungen ist, weil es vielleicht die geschäftlichen Interessen der Société Française Radio-Électrique verlangen. Zusammenfassend läßt sich in Übereinstimmung mit Prof. Howe an Hand von Fig. 1 folgendes sagen:

Man sieht zunächst sofort ein, daß im allgemeinen Fall diese Schaltung auf eine Gleichung 5ter Ordnung führt. Daraus folgt, daß man (nicht zu große Ohmsche Widerstände vorausgesetzt) 2 Wellen und noch dazu ein aperiodisches Glied erhält. Besonders einfach wird die Sache, wenn der Ohmsche Widerstand des Kreises *III* gleich 0 ist. Man überzeugt sich dann leicht, daß die fragliche Schaltung gegenüber der gewöhnlichen überhaupt nichts Neues ergibt.

Für den allgemeinen Fall lauten die Gleichungen für die drei Kreise offenbar so:

$$L_1 \frac{d i_1}{d t} + L_{13} \frac{d i_3}{d t} + R_1 i_1 + \frac{q_1}{C_1} = 0$$

$$L_2 \frac{d i_2}{d t} + L_{23} \frac{d i_3}{d t} + R_2 i_2 + \frac{q_2}{C_2} = 0$$

$$L_{13} \frac{d i_1}{d t} + L_{23} \frac{d i_2}{d t} + L_3 \frac{d i_3}{d t} + R_3 i_3 = 0$$

Die Bezeichnungen sind ohne weiteres aus der Figur zu entnehmen.

Ist nun $R_3 = 0$, so läßt sich sofort $\frac{d i_3}{d t}$ aus den drei Gleichungen eliminieren und man erhält für i_1 und i_2 die beiden Gleichungen:

$$\left(L_1 - \frac{L_{13}^2}{L_3}\right)\frac{d\,i_1}{d\,t} - \frac{L_{23}\,L_{13}}{L_3}\,\frac{d\,i_2}{d\,t} + R_1\,i_1 + \frac{q_1}{C_1} = 0$$

$$\left(L_2 - \frac{L_{23}^2}{L_3}\right)\frac{d\,i_2}{d\,t} - \frac{L_{23}\,L_{13}}{L_3}\,\frac{d\,i_1}{d\,t} + R_2\,i_2 + \frac{q_2}{C_2} = 0$$

Das sind aber genau dieselben Gleichungen, welche man für zwei gekoppelte Kreise bekommt (man setze $L_1 - \frac{L_{13}^2}{L_3} = L_1$ usw. und $i_2 = -i_2$). Da z. B. bei der Funkenerregung auch die Anfangsbedingungen die gleichen sind, so ist zwischen den beiden Fällen im gewöhnlichen Kreise einerseits und der fraglichen Schaltung andererseits kein Unterschied vorhanden.

Man bekommt hier so gut wie dort zwei Wellen.

Dabei ist $R_3 = 0$ gesetzt. Ist $R_3 \neq 0$, so wird die Sache wie gesagt nicht wesentlich anders.

Man sieht übrigens auch nicht ein, welche sonstige Vorteile diese Schaltung gegen die gewöhnliche haben kann. Nachteile sind dagegen unserer Meinung nach vorhanden.

Die Gleichungen (4) und (5) (Electrician, 25. Juli) von Prof. Howe stimmen hiermit vollständig überein; in obigen Gleichungen sind noch die Widerstände in Kreisen *I* und *II* berücksichtigt, die Howe gleich 0 setzt, was hierbei irrelevant ist.

Man sieht nicht ein, wie man die zweite Schwingung „wegdiskutieren“ kann, wie es Béthenod, übrigens ohne jede Begründung, tut[1]). Die Schwingung $\omega' = \Omega$ (Electrician, 22. August, S. 825) ist eben die zweite Schwingung des Systems; daß unter der daselbst genannten Voraussetzung $\frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} = \Omega$ die eine der beiden Schwingungen ebenfalls $= \Omega$ ist, unabhängig von den Konstanten des Kreises *III*, ist vielleicht an sich interessant, ändert aber nichts an der Sache. Übrigens entspricht $L_1\,C_1 = L_2\,C_2$ selbstverständlich nicht der Abstimmung; diese ist vielmehr vorhanden, wenn

$$L_1\,(1 - k_1^2)\,C_1 = L_2\,(1 - k_2^2)\,C_2$$

Man kann überhaupt ganz allgemein der Meinung von Prof. Howe durchaus zustimmen, daß die ganze Frage theoretisch für erledigt gelten kann, sobald bewiesen ist, daß die Gleichungen hier dieselben sind,

1) Dies bringt auch Prof. Howe in seinem zweiten Brief im „Electrician“ zum Ausdruck und fügt noch sehr zutreffend hinzu, daß Béthenod durch sein Verfahren, alles Nichtkonvenierende einfach wegzulassen, wahrscheinlich alles beweisen könne.

wie bei zwei gekoppelten Kreisen, und wenn auch die Anfangsbedingungen in beiden Fällen dieselben sind[1].

1) Während der Korrektur erscheint im „Electrician" vom 3. Oktober ein zweiter Artikel von Prof. Howe, in welchem jetzt auch der Fall behandelt wird, wenn die Widerstände der beiden Kreise I und II nicht Null sind. Auch wird die exakte Interpretation der Béthenodschen Ableitungen wie folgt dargelegt:

(A) Für gewöhnliche gekoppelte Systeme gilt:

$$\frac{d^2 q_1}{d t^2} - \frac{M}{L_1}\frac{d^2 q_2}{d t^2} + \frac{1}{L_1 C_1} q_1 + \frac{R_1}{L_1}\frac{d q_1}{d t} = 0$$

$$\frac{d^2 q_2}{d t^2} - \frac{M}{L_2}\frac{d^2 q_1}{d t^2} + \frac{1}{L_2 C_2} q_2 + \frac{R_2}{L_2}\frac{d q_2}{d t} = 0$$

(B) Für Béthenods System:

$$\frac{d^2 q_1}{d t^2} - \frac{M_1 M_2}{L_1 L_3 - M_1^2}\frac{d^2 q_2}{d t^2} + \frac{L_3}{L_1 L_3 - M_1^2}\frac{q_1}{C_1} + \frac{R_1 L_3}{L_1 L_3 - M_1^2}\frac{d q_1}{d t} = 0$$

$$\frac{d^2 q_2}{d t^2} - \frac{M_1 M_2}{L_2 L_3 - M_2^2}\frac{d^2 q_1}{d t^2} + \frac{L_3}{L_2 L_3 - M_2^2}\frac{q_2}{C_2} + \frac{R_2 L_3}{L_2 L_3 - M_2^2}\frac{d q_2}{d t} = 0$$

wo R_1 und R_2 die Widerstände der Funkenstrecke und Antennenkreise beziehungsweise bedeuten; derjenige des Zwischenkreises wird relativ klein sein. Die beiden Gruppen von Gleichungen sind ersichtlich von identischer Form und differieren nur hinsichtlich der Größe der Koeffizienten. Formel (B) kann sofort aus (A) erhalten werden, indem man setzt:

$$\frac{L_1 L_3 - M_1^2}{L_3} \text{ für } L_1$$

$$\frac{L_2 L_3 - M_2^2}{L_3} \text{ für } L_2$$

und

$$\frac{M_1 M_2}{L_3} \text{ für } M$$

Die Widerstände bleiben ungeändert, so daß gar keine Rede davon sein kann, daß die Dämpfung irgend einen differenten Effekt im letzteren Falle hat. Für einen vorurteilsfreien Beurteiler ist kein weiterer Beweis nötig, doch will ich noch die Lösungen der Gleichungen (A) und (B) unter Vernachlässigung des Widerstandes geben:

(A) In Gleichungen (A) setze man

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \text{ und } \Omega = \frac{1}{\sqrt{C_1 L_1}} = \frac{1}{\sqrt{C_2 L_2}}$$

dann sind

$$\omega_1 = \frac{\Omega}{\sqrt{1-k}} \text{ und } \omega_2 = \frac{\Omega}{\sqrt{1+k}}$$

die zwei Lösungen, wo $\omega = 2\pi \times$ Frequenz.

Auf unser Ersuchen stellt uns die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken), Berlin, noch die nachstehenden Angaben über die Resultate ausgeführter Versuche zur Verfügung.

Versuche mit Zwischenkreis nach Girardeau. *A* Wechselstromgenerator; *B* Transformator; 200 Funken; Welle 750 m (Fig. 2).

Der Primärkreis *I* enthält eine Zinkfunkenstrecke (3 mm) mit Ventilator angeblasen. Die Kapazität des Kreises war 25 000 cm, die Selbstinduktion $\sim$ 6000 cm. Die Spulen *a b c d* sind Flachspulen (Selbstinduktion bis zu 200 000 cm), sie konnten ganz dicht aneinander geschoben werden. Der Antennenkreis hat eine Kapazität $C = 750$ cm,

---

(B) In Gleichungen (B) setze man

$$k_1 = \frac{M_1}{\sqrt{L_1 L_3}}; \qquad k_2 = \frac{M_2}{\sqrt{L_2 L_3}}$$

$$k = \frac{k_1 k_2}{\sqrt{(1 - k_1^2)(1 - k_2^2)}}; \qquad \Omega_h = \frac{1}{\sqrt{C_1 \frac{L_1 L_3 - M_1^2}{L_3}}} = \frac{1}{\sqrt{C_2 \frac{L_2 L_3 - M_2^2}{L_3}}}$$

dann sind

$$\omega_1 = \frac{\Omega_h}{\sqrt{1 - k}} \quad \text{und} \quad \omega_2 = \frac{\Omega_h}{\sqrt{1 + k}}$$

die zwei Lösungen von (B).

Dies zeigt die absolute Identität der beiden Systeme und auch daß k, wie hier definiert, die äquivalente Koppelung ist, wenn ein Zwischenkreis angewendet wird. Es zeigt auch, daß in diesem Falle $C_1 L_1$ nicht gleich $C_2 L_2$ zu sein braucht, indem die Abstimmung auch, wie im ersten Artikel gezeigt, von den Werten von M_1 und M_2 abhängt.

Die Lösungen von Gleichungen (B) können auch in einer etwas differenten Form ausgedrückt werden, so wie es Béthenod tut, nämlich:

$$k^2 = k_1^2 + k_2^2 \text{ und } \Omega_b = \frac{1}{\sqrt{C_1 L_1}} = \frac{1}{\sqrt{C_2 L_2}}$$

$$(\Omega_b = \Omega_h \sqrt{1 - k_1^2})$$

Dann ist

$$\omega_1 = \frac{\Omega_b}{\sqrt{1 - k^2}} \text{ und } \omega_2 = \Omega_b$$

Dies ist nur anwendbar für den speziellen Fall, wo $C_1 L_1 = C_2 L_2$, was wie gesagt, für die Abstimmung nicht wesentlich ist.

Es hat den Nachteil, daß k, wie hier definiert, nicht vergleichbar ist mit dem Koppelungskoeffizienten nach der gewöhnlichen Definition bei gekoppelten Kreisen, und vor allem, daß dadurch es verdeckt wird, daß das „Système à onde unique“ zu Resultaten führt, die absolut identisch sind mit denjenigen bei den gewöhnlichen gekoppelten Systemen.

Dämpfung $D = 0{,}08$. Die maximale, mit dieser Zwischenkreisanordnung erreichbare Koppelung zwischen *I* und *III* war 18,6 %.

Bei direkter Koppelung der Kreise *I* und *III* trat bei 5—6 % Koppelung Zweiwelligkeit auf. Bei Zwischenschaltung des Kreises *II* ergab sich keine Verbesserung bzw. Einwelligkeit. Erst bei Koppelungen unter 5 % wurde die Antenne einwellig. Es war dabei natürlich ganz gleichgültig, ob gekoppelt wurde: *a b* fest, *c d* lose, *a b* lose, *c d* fest oder *a b* und *c d* lose.

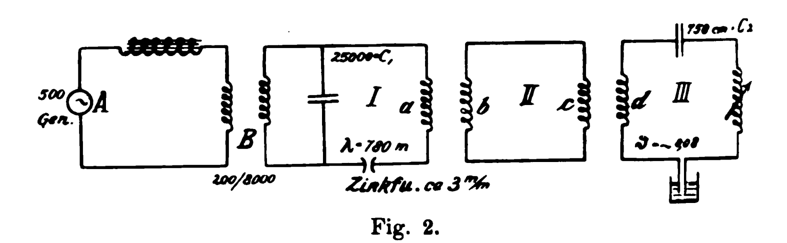


Fig. 2.

Theoretisch und praktisch erachten wir es als erwiesen, daß die Basis des französischen Systems nach der diskutierten Schaltung auf unrichtigen Annahmen und haltlosen Behauptungen beruht. Die Redaktion.

(Eingesandt 6. Oktober 1913.)

Der Telefunkenzeitsignal-Empfänger (Type E. 49).[1]

Allgemeines.

Nach den Vorschriften der Reichspost (vgl. Jahrb. **7**, 70, 1913) muß der Zeitsignal-Empfänger so beschaffen sein, daß er nur die Aufnahme der einen international festgelegten Welle (mit einem Spielraum ± 5 %) gestattet, mit der die Zeitsignale abgegeben werden. Ferner müssen alle Abstimmvorrichtungen in einem plombierten Gehäuse untergebracht sein, so daß nachträgliche Änderungen in der Abstimmung

1) Nach den Bestimmungen der letzten internationalen Zeit-Konferenz in Paris, sollten vom 1. Juli ab die Zeitsignale nach dem neuen Schema und mit 2500 m Wellenlänge gegeben werden, was aber bis jetzt nicht erfolgt ist. Die D. Reichspost-Radiostation Norddeich teilt uns auf Anfrage mit, daß ihr über den Zeitpunkt der Änderung noch nichts bekannt sei. Station Eiffelturm hat in letzter Zeit außer nach dem alten Schema auch versuchsweise (aber mit bisheriger Wellenlänge ca. 2200 m) Vormittags M. E. Z. $10^h\,57^m$—11^h nach dem neuen Schema gegeben. Nach meiner Er-

nicht vorgenommen werden können. Die Postverwaltung behält sich außerdem das Recht vor, jederzeit eine Kontrolle über derartige Privatanlagen auszuüben und zieht bei Zuwiderhandlungen gegen die Vorschriften die erteilte Genehmigung für den Betrieb der Anlage zurück.

Beschreibung.

Fig. 1 stellt die Außenansicht des kompletten Apparates dar. An den Seitenteilen des Apparates befinden sich die Anschlüsse für Antenne und Erde. Am unteren Teile der Vorderseite liegt der Stöpselkontakt für den Kontaktdetektor. Die Telephonschnur ist durch den Boden des Kastens eingeführt. Über dem Stöpselkontakt befindet sich auf der Vorderseite noch ein Schema, auf dem die Art der Zeitsignale in ihrer sekundlichen Folge dargestellt ist. Auf der linken Seite ragt ein federnder Kontakthaken aus dem Gehäuse heraus; wie es auch bei den normalen Telephonapparaten der Fall ist. Der Haken dient zum Anhängen des Telephons beim Nichtgebrauch des Apparates.

Sobald das Telephon an diesem Haken angehängt wird, wird die Spule des Empfängers kurz geschlossen und die Antenne direkt mit der Erde verbunden, so daß eine Beschädigung des Apparates durch atmosphärische Störungen unmöglich gemacht wird.

Das Gehäuse wird nach beendeter Montage und Abstimmung plombiert und dadurch den Vorschriften der Reichspost entsprechend jede Änderung in der Abstimmung verhindert.

Die Schaltung.

In Fig. 2 ist das Schaltschema des Zeitsignal-Empfängers dargestellt. Der Empfänger besteht aus der Antennenspule *b* mit den beiden variablen Kontakten *c* und *d*, dem federnden Kontakthaken *k*, dem Detektor *f*, dem Blockierungskondensator *g* und dem Telephon *h*;

---

fahrung mit der Aufnahme des letzteren in meinem Laboratorium scheint es mir viel weniger praktisch zu sein als das alte Schema, das jeder im Kopf behält wenn er dasselbe nur einmal aufgenommen hat. Das neue Schema muß man immer vor Augen haben, da es zu kompliziert ist. Die eigentliche Zeitfixierung soll durch das Ende des letzten Striches einer Gruppe von 3 Strichen geschehen, womit eine volle Minute abschließt, was zu erreichen ich sehr schwierig und unsicher gefunden habe. Freilich sind auch Sekunden durch Punkte fixiert, aber sie fallen nicht auf volle Minuten wie nach dem alten Schema des Eiffelturmes (M. E. Z. $11^h 45^m 0^s$; $11^h 47^m 0^s$; $11^h 49^m 0^s$), dessen Beibehaltung und allgemeine Einführung wir dringend empfehlen, da es speziell für die Benutzer des Zeitsignaldienstes in der Uhrenindustrie einfacher und praktischer ist. E.

a und *e* sind die Anschlüsse für Antenne und Erde. Der Antennenkreis besteht aus der Antenne *a*, der Antennenspule *b*, an welcher

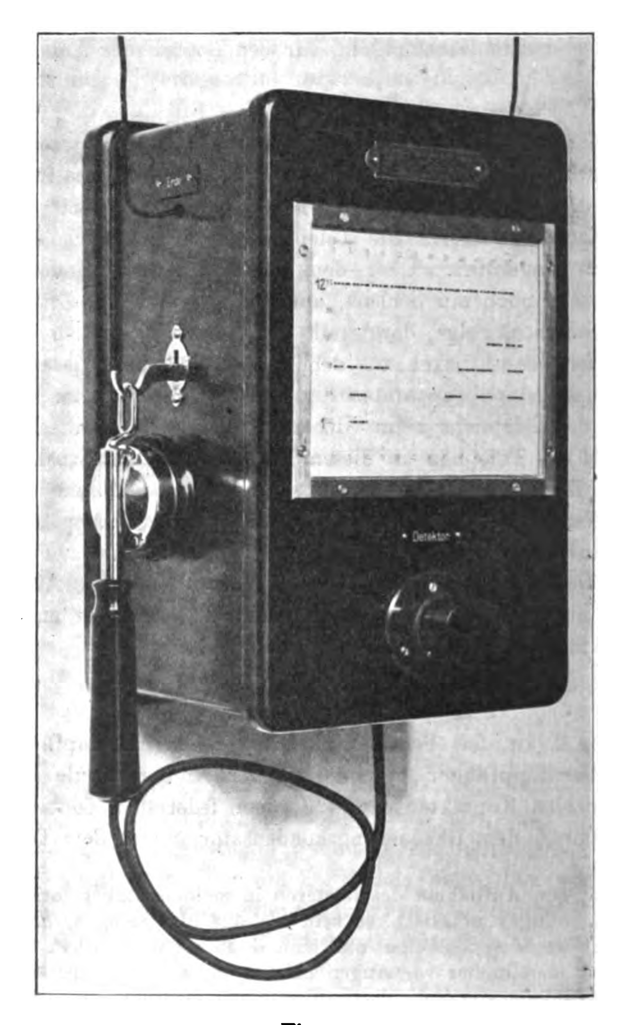


Fig. 1.

die Erde durch den Kontakt *c* angeschlossen ist. Der Detektorkreis besteht ebenfalls aus einem Teil der Spule *b*, dem Kontakt *d*, dem Detektor *f* und der Blockierungskapazität *g*, zu der das Telephon

parallel geschaltet ist. Parallel zu dem Anfang der Antennenspule *b* und dem Kontakt *c* ist die oben erwähnte Kurzschlußverbindung über den Kontakthaken angeordnet.

Gebrauchsanweisung.

Der Bau der zum Empfänger gehörigen Antenne richtet sich ganz nach der Entfernung und Größe der in Frage kommenden Sendestation. In den meisten Fällen (bis 300 km Entfernung genügt ein Kupfer- oder Phosphorbronzedraht von ca. 3 mm Durchmesser, der in gleicher Weise wie die Telephonleitungen frei über die Dächer geführt wird (Linearantenne).

Für größere Entfernungen muß eine entsprechend größere Drahtlänge und Höhe verwendet werden.

Als Erdanschluß können vorhandene Blitzableiter und Wasserleitungen benutzt werden. Die Montage des Apparates geschieht in nachstehender Weise:

Fig. 2.

Die Zuführungsdrähte zur Antenne und Erde werden durch die mit „Erde“ und „Antenne“ bezeichneten Buchsen an der Seite des Apparates eingeführt, und innen verlötet. Darauf wird die Antenne mit Hilfe der Spule *b* und des variablen Kontaktes *c* auf diejenige Wellenlänge abgestimmt, mit der die Station, deren Zeitsignale empfangen werden sollen, sendet.

Die Abstimmung geschieht dadurch, daß der Kontakt *c* solange verschoben wird, bis die Lautstärke im Telephon ein Maximum ergibt. Dann wird durch den Kontakt *d* die Koppelung des Detektorkreises mit dem Antennenkreis so eingestellt, daß die Zeitsignale noch gut vernehmbar sind, aber der Empfang von Signalen, deren Länge $\pm 5\,\%$ von der Signalwellenlänge abweicht, nicht mehr hörbar ist. Die beiden

Kontakte *c* und *d* werden alsdann verlötet, um jede nachträgliche Änderung der Abstimmung zu verhindern, außerdem wird das Gehäuse plombiert, um äußerlich eine Kontrolle zu haben, daß der Apparat von unbefugten Händen nicht geöffnet ist.

Zur Inbetriebsetzung ist es nur erforderlich, zu der an dem Schema angegebenen Sendezeit den Hörer wie zum Telephongespräch abzuheben und die ankommenden Signale mit einer Uhr zu vergleichen.

Die Vorschrift über Behandlung des Detektors ist folgende: Zur Verwendung kommt ein Detektor, der aus einem wellenempfindlichen Mineral und einer U-förmig gebogenen Metallfeder besteht.

Das wellenempfindliche Indikatormaterial ist ein seltenes Mineral, dessen Verwendung für Detektoren der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie patentamtlich geschützt ist. Die mechanische Ausführung des Detektors ist eine sehr einfache und übersichtliche. Das zu etwa 1 mm starke Bündel zusammengepreßte wellenempfindliche Mineral ist derartig zwischen 2 Metallplatten eingeklemmt, daß es auf der, nach der Feder zugewandten Seite etwa $1^1/_2$ mm aus den Backen hervorragt. Diese Vorderkante des Mineralstückes wird zur Kontaktgebung mit der Gegenelektrode benutzt und bildet den wesentlichen Teil des Detektors. Die U-förmig gebogene und versilberte Messingfeder legt sich mit ihren federnden Teil an das Mineralstück, während das andere Ende der Feder auf einem Isolierstück befestigt ist, welches den die Verbindung mit dem Apparate vermittelnden Steckkontakt trägt.

Eine besondere Wartung des Detektors ist infolge seiner einfachen und betriebssicheren Ausführung so gut wie unnötig. Sollte durch zu große Schwingungsenergie eine Verringerung der Empfindlichkeit eingetreten sein, so genügt es in den meisten Fällen, die U-förmige Kontaktfeder zusammenzudrücken, d. h. auf kurze Zeit den Kontakt zwischen Feder und Mineral zu lösen, um sofort die alte Empfindlichkeit wieder zu erlangen. Dies geschieht durch Drücken auf den aus der Schutzkappe herausragenden Knopf.

Das Auswechseln eines Detektors erfolgt durch einfaches Herausziehen aus den Kontaktbuchsen.

Das bei diesem Apparate verwendete Telephon ist eine Ausführung mit einer Membrane, die auf die Tonfrequenz 1000, mit der die Zeitsignale von Norddeich gegeben werden, abgestimmt ist. E.

(Eingesandt 15. August 1913.)

Die Firma Dr. Erich F. Huth, Berlin, sendet uns die nachstehende Beschreibung und Abbildung ihres neuesten, nach den Vorschriften der D. Reichspost hergestellten Zeitsignalempfängers Type E 14.

Fig. 1 gibt das Schaltungsschema dieses Hörempfängers an; es ist 1 die Antenne, 2 die Empfangsspule, 3 die Erde, 6 ein Blockkondensator, 7 der Detektor, 8 das Telephon und 9 ein Kontakt, der während des

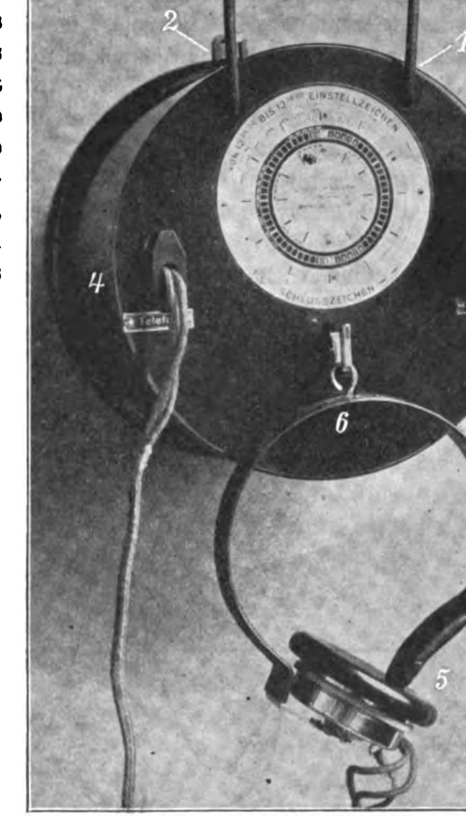


Fig. 1. Fig. 2.

Empfanges geöffnet sein muß und während der Nichtbenutzung des Apparates die empfindlichen Organe des Empfängers dadurch, daß er die Antenne direkt erdet, vor Beschädigung durch luftelektrische Entladungen usw. schützt.

Fig. 2 zeigt den fertigen Empfangsapparat. Bei 1 und 2 werden die Antennen- und Erddrähte isoliert in den Apparat eingeführt, in

dem sie fest verlötet werden, so daß ein Herausziehen unmöglich ist. 8 ist der Detektor; bei 4 ist der Anschlußstöpsel des Telephons 5, das über den Haken 6 gehängt ist, in 2 Buchsen eingesetzt. Der Haken 6 betätigt den Kurzschlußkontakt (Fig. 1) in der Weise, daß er bei aufgehängtem Hörer die Antenne direkt erdet, bei Abnahme derselben die Erdung aber unterbricht. Das Schild auf dem Apparat gibt die Zeichenfolge des Zeitsignals, um ein leichteres Verfolgen der Zeichen für den Aufnehmenden zu ermöglichen. E.

(Eingesandt 15. August 1913.)

Patentschau.

Von H. Eales.

Das Patent Nr. 262418 der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin betrifft die Erzeugung von Hochfrequenzströmen. Fig. 1 erläutert das Prinzip, auf welchem dieses Verfahren beruht. Schaltet

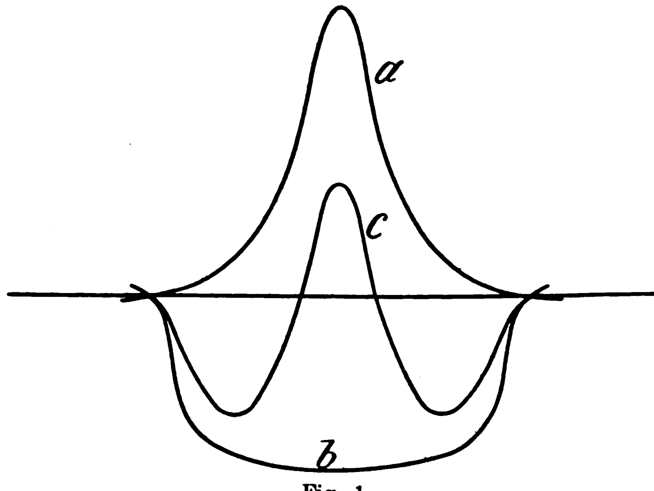


Fig. 1.

man nämlich zwei Wechselströme *a* und *b* von gleicher Periodenzahl, aber verschiedener Spannungskurve und Maximalspannung gegeneinander, so können sich nur die Differenzspannungen der beiden Spannungskurven ausbilden (*c* in Fig. 1). Durch passende Wahl der Spannungskurven ist es möglich, eine mehrfache Harmonische von beiden Grundschwingungen zu erhalten. In der Figur besitzt z. B. die resultierende

Spannungskurve *c* die dreifache Periodenzahl der Grundwechselströme. Dieses Verfahren bietet insbesondere dann Vorteile, wenn es sich um Periodenzahlen handelt, die eben noch durch Maschinen der Gleichpoltype erzeugt werden können. Gibt man bei solchen Maschinen der einen Hälfte der Induktorzähne eine andere Form als der anderen, und schaltet man die betreffenden Arbeitsspulen hintereinander, so erhält man eine Verdreifachung der Frequenz bei entsprechend, jedoch in geringerem Maße, verringerter Leistung.

Das D. R. P. Nr. 262698 von Alexander Heyland in Brüssel stellt eine weitere Ausbildung des durch das Hauptpatent Nr. 261030 geschützten Verfahrens zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen, vgl. Jahrb. 7, 355. Es besteht darin, daß die Hochfrequenzströme erzeugt werden durch die resultierende Wirkung zweier primär erregter und relativ zueinander bewegter Felder, deren Polzahlen oder Polteilungen verschieden sind. Die Einrichtung zur Ausführung dieses Verfahrens besteht darin, daß der Stator und Rotor einer Maschine Feldwickelungen verschiedener Polzahlen oder Polteilungen tragen, welche an dieselben oder verschiedene Erregerstromquellen angeschlossen sind.

Das D. R. P. Nr. 264113 von Friedrich Müller in St. Petersburg betrifft eine Schaltung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen durch Stoßerregung. Zwei Schwingungskreise, von denen der eine (*I* in Fig. 2), eine Funkenstrecke enthaltende als

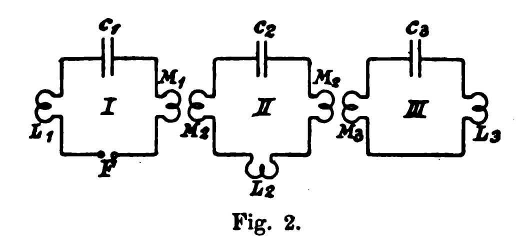


Fig. 2.

Primärkreis und der andere (*III*) als Nutzkreis (Antennenkreis) dient, und die aufeinander direkt nicht einwirken, sind aufeinander abgestimmt, während ein dritter Kreis (*II*) unter Benutzung fester induktiver (oder auch konduktiver) Koppelung zwischen die beiden ersten Kreise zwischengeschaltet und gegen diese verstimmt ist. In Fig. 3 ist der zeitliche Verlauf der jeweiligen Spannungsdifferenzen in den verschiedenen Kreisen *I II III* während der Aufladung des Tertiärkreises gezeigt, wobei die Koppelung gleich 0,2 und das Verhältnis der Schwingungsdauer

des Sekundärkreises zu derjenigen der beiden anderen Kreise gleich 2 angenommen ist; Fig. 4 stellt eine ähnliche Kurve der für die Koppelung 0,5. Die Dämpfung ist in diesen Kurven nicht berücksichtigt Der Schwin-

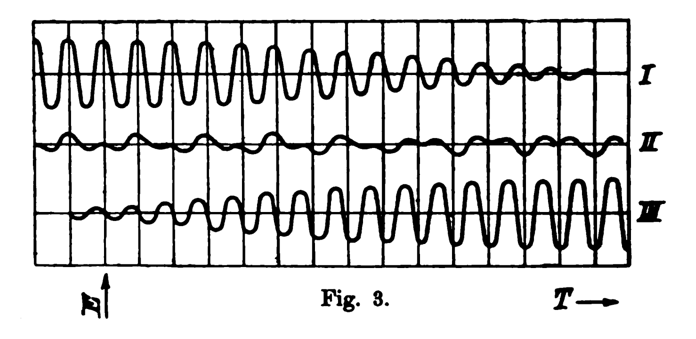


Fig. 3.

gungsvorgang kann in folgender Weise beschrieben werden: Nach Einsetzen der Funkenentladung findet, ähnlich wie bei Schwingungen zweifach gekoppelter Kreise, ein schwebungsartiger Vorgang statt, wodurch die anfängliche Ladung des Primärkreises unter Vermittelung des Koppelungskreises allmählich auf den Tertiärkreis übertragen wird. Die Wirkung des Koppelungskreises besteht darin, daß er in kleineren Zwischenräumen Anteile der anfänglichen Ladung des Primärkreises zuerst in sich ansammelt und dann diese kleinen Teilladungen in den Tertiärkreis schickt. Die Anzahl dieser elementaren Stöße, in welche der ganze Übertragungsvorgang zerfällt, hängt von der Verstimmung des Koppelungskreises, sowie von der Festigkeitder verwendeten Koppelung ab. Bei Verwendung solcher Koppelungswerte, deren Festigkeit notwendig mit Schwebungsvorgängen und der Entstehung von mehreren Koppelungsschwingungen verschiedener Perioden verknüpft ist, findet ein Abreißen des Funkens nach erfolgter Ladung des Tertiärkreises statt. Im weiteren bestehen dann für sich 1. der aufgeladene Tertiärkreis und 2. der zu diesem verstimmte Koppelungskreis, in welchem keine Ladung enthalten ist. Durch die weitere Entladung des Tertiärkreises werden in ihm Schwingungen der diesem Kreise eigentümlichen

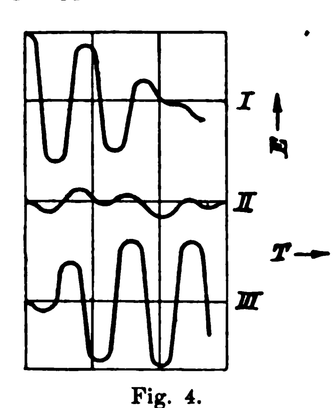


Fig. 4.

Periode und Dämpfung hervorgerufen. Der Koppelungskreis greift nur wenig in diesen zweiten Schwingungsvorgang ein; denn erstens ist er wegen seiner starken Verstimmung nicht imstande, viel Energie in sich aufzunehmen, andererseits sind die durch seine Anwesenheit hervorgerufenen Verzerrungen der natürlichen Schwingungskonstanten (Periode und Dämpfung) des Tertiärkreises kaum merklich. Seine Rolle beschränkt sich lediglich als Übertrager und Anhäufer der anfänglichen primären Ladungsenergie im Tertiärkreis und bedingt die damit verbundene Löschwirkung des Primärkreises.

Emile Girardeau in Paris hat sich durch D. R. P. Nr. 262825 eine Schaltungsanordnung zur mittelbaren Erregung eines Schwingungskreises mittels eines zweiten Schwingungskreises schützen lassen. Die

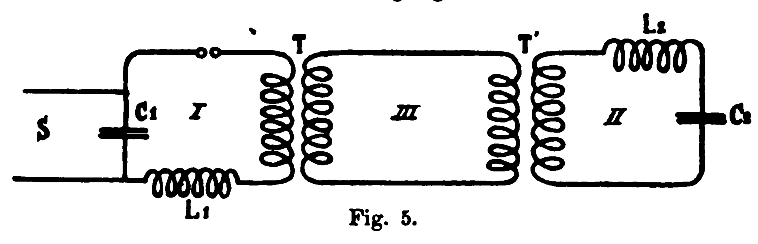


Fig. 5.

Schaltung ist in Fig. 5 dargestellt. Die beiden Schwingungskreise *I* und *II* sind dabei durch einen Zwischenkreis ohne Eigenschwingung (ohne Kondensator) gekoppelt. Die beiden Schwingungskreise und der zwischengeschaltete Kreis können auch durch direkte Schaltung miteinander verbunden sein. Girardeau behauptet und leitet auch durch Rechnungen ab, daß durch die Zwischenschaltung eines Kreises ohne Eigenschwingung (ohne Kondensator) das Auftreten mehrerer Schwingungen bzw. von Schwebungen verhindert wird.[1])

Das Patent Nr. 262370 von Frederick Henry Varley in Islington (Engl.) betrifft einen Unterbrecher für Induktoren bei drahtloser Telegraphie, insbesondere für abgestimmte, mit Resonanzzungen arbeitende Systeme, bei dem eine in ihren Schwingungen einstellbare Lamelle zwei oder mehr Kontakthebel bewegt. Die Anordnung hat besonders den Zweck, die Kontakthebel von der Lamelle so zu trennen, daß sie ohne Beeinflussung der freien Lamellenschwingung beliebig durchgebildet und angeordnet sowie isoliert werden können.

1) Diese Behauptung ist aber unrichtig; vgl. hierüber die Auseinandersetzungen in vorliegendem Heft S. 535. Die Redaktion.

(Eingesandt 22. September 1913.)

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W. bei Berlin, Roonstr. 12.

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Wir erhalten folgende Zuschriften:

In Heft 1 Band VII S. 24 des Jahrbuches schreibt Herr Prof. Kohlschütter: „Die ersten funkentelegraphischen Zeitsignale wurden in Kanada eingeführt. Seit 1907 werden sie von der Funkentelegraphenstation Camperdown bei Halifax abgegeben.“ Wie ich wiederholt hervorgehoben habe, ist diese häufig schon gemachte Angabe irrtümlich und nimmt ungerechterweise der Amerikanischen Marine die wohlverdiente Anerkennung für die Einrichtung eines regulären Zeitsignaldienstes lange bevor andere Nationen überhaupt praktische Erwägungen darüber anstellten. Derselbe wurde in der Veröffentlichung Nr. 47 A vom 22. November 1904 des N. S. Hydrographic Office angekündigt und regelmäßig ausgeführt seit Januar 1905 und bis heute ohne Unterbrechung aufrechterhalten. Die Bestätigung für die Richtigkeit dieser Angabe wurde bereits in der „Revue Générale des Sciences Pures et Appliquées“ von 1911 hervorgehoben.

Die amerikanischen Radiotechniker, die seit 8 Jahren ihre Uhren nach diesen Regierungs-Zeitsignalen regulierten, waren daher über die jetzige Darstellung, als wenn durch die Einrichtungen in Paris, Norddeich usw. der radiotelegraphische Zeitsignaldienst erst inauguriert worden wäre, einigermaßen erstaunt.

New York, 24. August 1913.

Lee de Forest.

(Nach dem Englischen. E.)

Erwiderung.

Durch eine Veröffentlichung des Amerikanischen Marine-Amts bin ich bereits darauf aufmerksam geworden, daß meine Angaben über die ersten Funken-Zeitsignale unrichtig sind. Die von Herrn Dr. de Forest angeführten Quellen sind mir seinerzeit entgangen. Ich bedauere das lebhaft und bitte um eine entsprechende Berichtigung in Ihrem Jahrbuch.

Berlin-Wilmersdorf, den 17. September 1913.

E. Kohlschütter.

(Eingesandt 24. August u. 17. September 1913.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Hanns Günther, Elektrisches Licht. Elektrische Wärme — Elektrische Wellen — Elektroinduktion — Meßinstrumente für Elektrizität. — (Der elektrische Strom. Bd. IV.) Technische Plaudereien. Franckh'sche Verlagshandlung. Stuttgart 1913. M. 1.—, geb. M. 1.80

Arthur Schuster, Ergebnisse der Physik während 33 Jahren (1875 bis 1908). Vier Vorlesungen gehalten in der Universität Calcutta im März 1908. Autorisierte deutsche Ausgabe von Guido Szivessy. Verlag Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1913. M. 3.20, geb. M. 4.—

R. Blondlot, Einführung in die Thermodynamik. Autoris. deutsche Ausgabe von C. Schorr u. F. Platschek. Verlag von Theodor Steinkopff, Dresden u. Leipzig 1913.

Theodor Groß, Elektrische Studien. Erstes Heft: Das elektro-magnetische Kraftfeld. Dieterichsche Verlagsbuchhandlung (Theodor Welcher), Leipzig 1913. M. 7.—, geb. M. 8.—

AEG-Zeitung, XVI., Nr. 3. September 1913.

Proceedings of the Institute of Radio-Engineers, Vol. 1. Part. 3. Edited by Alfred N. Goldsmith, New York, July 1913.

Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus in 5 Bänden. Herausgegeben von Prof. Dr. L. Graetz. Band IV, Lfg. 1. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1913. M. 10.—

(Eingesandt 22. September 1913.)

Literaturverzeichnis.

Austin, L. W., Electrician 71, 854, 1913. Antenna resistance.

— Journ. Wash. Ac. of Sc. Vol. III, Nr. 14, S. 386, 1913. A crystal contact disturbance preventer for radiotelegraphic receiving.

Barkhausen, H., Mitt. Elektrot. Ver. Leipzig 1913. Die Sendemethoden der drahtlosen Telegraphie.

Bodaren, E., s. Occhialini, A.

Drysdale, O. V., Electrician 71, 687. 1913. The use of the alternate-current potentiometer for measurements on telegraph and telephone circuits (S. 690: Possible application to wireless telegraphy.

Eccles, W. H., Electrician 71, 900, 1913. Electrothermal phenomena at the contact of two conductors with a theory of a class of radiotelegraph detectors.

Forest, Lee de, Electrician 71, 904, 1913. Absorption with the arc and spark.

Gamage, A. W., Electrician 71, 852, 1913. Radio-Telegraphy at Gamage's.

Gáti, Béla, La Lum. Él. Tome XXIII (2), 26. Juli 1913. L'amélioration des communications téléphoniques sous-marines au moyen de dérivations inductives.

Goldsmith, Alfred N., s. Simon, Emil J.

Günther, Otto Erich, Ann. Phys. 42, 94, 1913. Energie und Widerstand von Öffnungs- und Schließungsfunken in induktiven Stromkreisen; Funkenlöschung durch Kondensatoren.

Hiecke, R., Elektrot. Ztschr. 34, 974, 1913 (Ref. über E. u. M. 30, 69, 1912). Zur Theorie des Funkeninduktors.

Hogan jr., J. L., Electrician 71, 720, 1913. Quantitative results of recent radiotelegraphic tests between Arlington, V. A., and U. S. S. „Salem".

— Proc. Inst. Radio Engineers (New York) 1 (3) 75, 1913). The Heterodyne receiving system, and notes on the recent Arlington-Salem tests.

Janss, F., Phys. Ztschr. 14, 896, 1913. Elektrische Schwingungen gekoppelter Systeme untersucht nach der Methode von Feddersen.

Kennelly, A. E., Proc. Inst. Radio-Engineers 1 (3), 39, 1913. The daylight effect in radio-telegraphy.

Lindman, Karl F., Ann. Phys. 42, 30, 1913. Über die Absorption Hertzscher elektrischer Wellen im Eisen.

Lodge, Oliver, Electrician 71, 767, 1913. On a dynamo for maintaining electrical vibrations of high frequency (Goldschmidt), with some notes on the transmission of waves in wireless telegraphy.

Ludewig, P., Schweiz. Elektrot. Ztschr. 10, 401, 1913. Funkentelegraphische Empfangsversuche im Freiballon.

Marconi, Electrician 71, 700, 1913. The imperial wireless chain (vgl. auch ebenda S. 715 u. S. 736, 744, 756, 771, 778).

Mosler, H., Elektrot. Ztschr. 34, 996, 1913. Intensitätsmessungen radiotelegraphischer Zeichen zu verschiedenen Jahres- und Tageszeiten.

Occhialini, A. u. Bodaren, E., Ann. Phys. **42,** 67, 1913. Die Dielektrizitätskonstante der Luft bis zu 350 Atmosphären aufwärts.
Pedersen, P. O., Electrician 71, 741, 1913. The design of aerials.
Seelig, Alfred E., u. van der Woude, Fritz, Proc. Inst. Radio Engineers 1 (3), 23, 1913. The high power Telefunken Radio-Station at Sayville, Long Island.
Seibt, G., Elektrot. Ztschr. **34,** 969, 1913. Schwingungen in Gleichstromnetzen.
Siegl, Karl, Elektrot. Ztschr. **34,** 970, 1913. Elektrolytische Gleichrichter für starke Dauerbelastung.
Simon, Emil J. u. Goldsmith, Alfred N., Proc. of the Inst. of Radio Engineers 1 (3), 3, 1913. The Seibt direct indicating wave meter.
Taege, E., Ber. D. Phys. Ges. **15,** 753, 1913. Strom und Stromeffekt im Resonanzkreise bei der Annahme geradlinigen Amplitudenabfalles im Primärsystem.
Taylor, J. E., Electrician 71, 741, 1913. Absorption with the arc and spark (vgl. ebenda S. 784 E. D. Forbes).
Telefunken, Elektrot. Ztschr. **34,** 975, 1913. 10 Jahre Telefunkentechnik.
Thieme, Bruno, Phys. Ztschr. **14,** 904, 1913. Ein neuer und einfacher Starkstromunterbrecher.
Trinidad Government Wireless Station. Electrician 71, 690, 1913.
Turpain, A., La Rev. Él. Nr. 232, S. 201, 1913. Sur l'inscription des signaux hertziens.
Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. **34,** 1053, 1913. Elektromagnetische Wellen in elementarer Behandlungsweise.
Wolf, Karl, Wien. Ber. 122 (2a), 199, 1913. Ausbreitung elektromagnetischer Wellen von einem Punkte oberhalb der Erdoberfläche.
(Eingesandt 22. September 1913.)

Bücherbesprechungen.

Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus in fünf Bänden, bearbeitet von Prof. Dr. F. Auerbach-Jena, Prof. Dr. K. Baedeker-Jena, Priv.-Doz. Dr. P. Cermak-Gießen, Prof. Dr. H. Diesselhorst-Braunschweig, Priv.-Doz. Dr. F. Ehrenhaft-Wien, Prof. Dr. A. Eichenwald-Moskau, Prof. Dr. R. Gans-La Plata, Priv.-Doz. Dr. A. Gehlhoff-Danzig, Prof. Dr. E. Gehrke-Charlottenburg, Dr. R. Geiger-Manchester, Dr. R. v. Hirsch-München, Geh. Rat Prof. Dr. W. Jaeger-Berlin, Prof. Dr. J. Königsberger-Freiburg i. B., Priv.-Doz. Dr. F. Kohlrausch-Wien, Prof. Dr. F. Krüger-Danzig, Prof. Dr. A. Lampa-Prag, Prof. Dr. J. Laub-La Plata, Priv.-Doz. Dr. W. Matthies-Münster i. W., Geh. Rat Prof. Dr. E. Riecke-Göttingen, Prof. Dr. W. H. Schmidt-Gießen, Prof. Dr. E. v. Schweidler-Innsbruck, Prof. Dr. M. v. Smoluchowski-Lemberg, Geh. Rat Prof. Dr. W. Voigt-Göttingen. Herausgegeben von Prof. Dr. L. Graetz. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Wir entnehmen der Ankündigung folgendes:

Ein Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, welches möglichste Vollständigkeit bei tunlichster Kürze erstrebt und eine systematische und kritische Darstellung gibt, dabei auch alle Verzweigungen berücksichtigt, an welchen die Elektrizitätslehre so reich ist, erscheint heute mehr wie je als ein dringendes Bedürfnis der Wissenschaft. Denn die Arbeiten der Forscher aller Kulturländer über alle Zweige der Elektrizitätslehre steigen ins Unübersehbare und es wird immer schwerer, sie zu verfolgen und den reichen Ausbau, welchen das Gebäude der Elektrizität durch sie

gewonnen hat und stetig weiter gewinnt, völlig zu würdigen. Die letzten zusammenfassenden Werke, das von Wiedemann, dessen Schlußband nicht mehr erschienen ist, und die Bände IV und V des Winkelmannschen Handbuchs der Physik sind durch den Fortschritt der Wissenschaft schon wieder in vielen Punkten überholt, auch konnte das letztere die Elektrizitätslehre nicht in dem Umfange behandeln, wie es wünschenswert ist, sondern mußte sich vielfach auf Literaturzusammenstellungen beschränken.

Durch die äußerst dankenswerte Bereitwilligkeit einer großen Anzahl von Fachgenossen ist es möglich geworden, ein ausführliches und vollständiges Handbuch der Elektrizität zu schaffen, das in 5 Bänden von je zirka 50 Bogen Umfang erscheinen soll und dessen erste Lieferung jetzt vorliegt, während die folgenden in beliebiger Reihenfolge je nach ihrer Fertigstellung herausgegeben werden sollen. Es ist Vorsorge getroffen, daß das ganze Werk in ca. 2 Jahren vollständig vorliegen wird.

Ein Hauptaugenmerk wurde bei der Bearbeitung auf tunlichste Vollständigkeit gelegt. Der Leser sollte über irgend eine ihn interessierende Frage in dem betreffenden Abschnitt des Handbuchs möglichst vollständig alles beisammen finden, was über die betreffende Frage bisher an das Licht gebracht worden ist. Bei dem vielfachen Ineinandergreifen aller Gebiete der Elektrizitätslehre und bei der Vielseitigkeit der zur Untersuchung herangezogenen Methoden folgt daraus, daß eine gewisse Kenntnis des Gesamtgebietes der Elektrizität überall vorausgesetzt werden mußte. Aus demselben Grunde ist auch die Einteilung des Werkes, die man ja nach verschiedenen Gesichtspunkten vornehmen konnte, von sekundärer Bedeutung und es werden vielleicht in der folgenden Inhaltsangabe aus praktischen Gründen sich noch einige Umstellungen als erwünscht erweisen. Die Elektrotechnik kann natürlich nicht in gleichem Umfang wie die wissenschaftliche Elektrizitätslehre behandelt werden, sie würde allein für sich mehr Bände füllen, als sie für das ganze Handbuch in Aussicht genommen sind. Es ist beabsichtigt in den der Technik gewidmeten Kapiteln dem Leser den augenblicklichen Stand der betreffenden Anwendungen in den Hauptzügen, sowohl nach der praktischen wie nach der theoretischen Seite zu geben, und insbesondere auch auf die in der Entwickelung begriffenen Probleme aufmerksam zu machen. Eine gewisse Kenntnis der Elektrotechnik, ihrer Errungenschaften und ihrer Probleme ist ja auch für die Wissenschaft unentbehrlich.

Der Inhalt der einzelnen Bände wird durch folgende kurze Übersicht gekennzeichnet:

I. Band: Einleitung. I. Elektrostatik; a) Graetz, Reibungselektrizität; b) H. W. Schmidt, Elektrisiermaschinen und Apparate; c) Cermak, Elektrostatische Meßapparate und Messung elektrostatischer Größen; d) Laub, Eigenschaften des elektrostatischen Feldes; e) Ehrenhaft, Dielektrika inkl. elektr. Dispersion und Absorption; f) v. Hirsch, Elektrostriktion; g) Voigt, Elektrooptik; II. Riecke, Pyro- und Piezoelektrizität; III. Elemente; a) Krüger, Galvanische Elemente, Konzentrationsketten usw.; b) Krüger, Theorie der Ketten; c) Krüger, Kontaktpotentiale, Elektrokapillare Erscheinungen, Tropfelektroden; IV. Baedeker, Thermoelektrizität.

II. Band: V. Stationäre Ströme; a) Auerbach, Gesetze, Eigenschaften; b) W. Jaeger, Meßapparate, Hilfsapparate, Meßmethoden für Stromstärke, Spannung, Widerstand, Elektrizitätsmengen; c) W. Jaeger, Absolute Maße, Einheiten, Normale; VI. Wärmeerzeugung; a) Tatsachen, Theorie; b) Elektrische Beleuchtung, Heizung, Sicherung; VII. Elektrolytische Erscheinungen; a) Krüger, Elektrolyse; b) Krüger, Polarisation; c) Krüger, Akkumulatoren, Galvanoplastik, Elektrochemie; VIII. Konvektionsströme und Verschiebungsströme; a) v. Smoluchowski, Strömungsströme und Endosmose;



b) Eichenwald, Konvektionsströme, elektrische Verschiebungsströme, magnetische Verschiebungsströme.

III. Band: IX. Leitung; a) Königsberger, Metallische Leitung; b) Krüger, Elektrolytische Leitung; X. Elektrizität in Gasen; a) v. Schweidler, Photoelektrizität; b) Gehlhoff und Matthies, Leitung in Gasen. Ionisierung; c) Gehrke, Elektronenstrahlung, Ionenstrahlung; d) Cermak, Röntgenstrahlen; e) Lichtbogen; f) v. Schweidler und Mache, Atmosphärische Elektrizität; XI. Geiger, Radioaktivität.

IV. Band: XII. Magnetismus und Elektromagnetismus; a) Auerbach Eigenschaften des magnetischen Feldes; b) Auerbach, Magnete und magnetische Induktion; c) Auerbach, Magnetische Meßapparate und Meßmethoden; d) Auerbach, Elektromagnetismus; e) Diesselhorst, Elektrodynamik; f) Gans, Schwach magnetische Körper; g) Auerbach, Hallsches Phänomen, Thermomagnetismus usw.; h) Messerschmidt, Erdmagnetismus und Erdströme; Voigt, Magnetooptik; XIII. Induktion; a) Induktionserscheinungen, Apparate, Messungen; b) Wechselströme inkl. Meßapparate und Methoden.

V. Band: XIV. a) Lampa, Elektrische Schwingungen und Strahlen; b) Drahtlose Telegraphie; XV. Elektrotechnik; a) Einzelne Teile der Schwachstromtechnik; b) Starkstromtechnik, Maschinen, Transformatoren, Motoren, Kraftübertragung; XVI. Laub, Theorie und Erklärungsversuche; XVII. Beziehungen zur Mechanik (Materie), Thermodynamik (Strahlung) usw.

Bisher erschienen Band I Lieferung 1, Band II Lieferung 1 und Band IV Lieferung 1.

Nach verschiedenen Stichproben, die wir genommen, scheint das neue Werk allen Ansprüchen zu entsprechen, die der Fachmann an ein solches Handbuch stellen kann. E.

Die Fachpresse auf der Buchgewerbeausstellung Leipzig 1914.

Auf der Internationalen Ausstellung für Buchgewerbe und Graphik Leipzig 1914 wird die **Fachpresse** zum ersten Male in ihrer Gesamtheit auftreten und zeigen, welch großen Einfluß sie auf unser heutiges Wirtschafts- und Kulturleben, auf Staat und Gesellschaft, Industrie und Handel, Kunst und Wissenschaft ausübt. In drei Teile wird sich diese Gruppe gliedern: In der Kollektivausstellung werden die wissenschaftlichen Fachblätter, die Blätter für Handel, Gewerbe und Industrie, die Organe des Verkehrswesens, die Fachblätter der einzelnen Arbeitgeber- und Arbeitnehmer-Organisationen, die Sportzeitungen usw. vertreten sein. Die Einzelausstellungen sollen die Tätigkeit, die Ziele und die Erfolge eines bestimmten Verlegers vorführen. Der „Tempel der Fachpresse“ endlich wird den historischen Werdegang und die wirtschaftliche Bedeutung der Fachpresse zur Darstellung bringen; er wird so ausgestattet sein, daß er zugleich dem Besucher ein modernes Redaktions- und Expeditionszimmer zeigt. Einzelne Nummern und ganze Jahrgänge einer Zeitschrift, Illustrationen, Verlagsstatistiken, die zahlenmäßig und geographisch die Verbreitung der Zeitschriften dartun, Reklamedrucksachen aller Art, die jeweils einschlägige Fachliteratur, Porträts bedeutender Verleger und Autoren werden die Ausstellung beleben. Zweckmäßig eingerichtete Leseräume werden Gelegenheit bieten, in Ruhe einzelne besonders interessierende Zeitschriften und Bücher einzusehen. Zur Organisierung und Ausgestaltung der Gruppe ist ein besonderer Arbeitsausschuß gebildet worden, dem die Herren Wilhelm Diebener als 1. Vorsitzender, Georg Elsner als 2. Vorsitzender, Oskar Goettel als Schriftführer, ferner die Herren G. D. W. Callwey, München, M. Fiedler, Leipzig, Th. Martin, Leipzig und Dr. J. Meißner, Heidelberg, angehören. (Eingesandt 1. Oktober 1913.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 7. 1913. Heft 6.

Ein neues Verfahren der Stoßerregung ungedämpfter elektrischer Schwingungen und deren Analyse durch oszillographische Aufnahmen mittels der Braunschen Röhre.

(A New Method of Impact Excitation of Undamped Electric Oscillations and their analysis by means of Braun Tube Oscillographs.

(Mit 7 Tafeln.)

Von **Leon Chaffee.**

(Schluß.)

Zweiter Teil.

Analyse von Schwingungen durch oszillographische Aufnahmen mittels der Braunschen Röhre.

Im ersten Teil haben wir die allgemeinen charakteristischen Eigenschaften der Schwingungsfunkenstrecke mit Aluminiumkathode untersucht, aber wir haben von den augenblicklichen Beziehungen zwischen den Variabeln kaum eine Vorstellung erhalten können. Der Zweck des zweiten Teiles ist, mit Hilfe der Braunschen Kathodenstrahlenröhre die ganze Folge der Vorgänge während eines ganzen Kreislaufes der Änderungen zu analysieren, und eine klarere Vorstellung von der Natur der Schwingungen und der Wirkungsweise der Funkenstrecke zu entwickeln. Bevor wir jedoch dieses Problem in Angriff nehmen, müssen wir notwendigerweise die bei den nachstehenden Versuchen benutzten Hilfsapparate beschreiben.

1. Die Braunschen Röhren und die Hilfsapparate.

Die Braunsche Kathodenstrahlenröhre ist ein höchst wertvoller Apparat zur Aufzeichnung vergänglicher elektrischer Vorgänge. Ihre

Verwendungsweise ist von Braun[1]), Zenneck[2]) und anderen Forschern[3]) beschrieben worden; trotzdem dürften ein paar Worte aus meiner eigenen Erfahrung bei der Verwendung der Braunschen Röhre in Verbindung mit Hochfrequenzströmen von Interesse sein.

Die bei der nachstehenden Untersuchung benutzten Braunschen Röhren waren aus Deutschland bezogen worden, aber es stellte sich als notwendig heraus, sie abzuändern. Die Blenden aus Glimmer oder Aluminium, die dazu dienen, den Kathodenstrahlenstrom auf ein kleines Bündel zu begrenzen, wurden durch Glasblenden ersetzt, die in die Röhren eingeschmolzen wurden und die Gestalt eines Kegelstumpfes

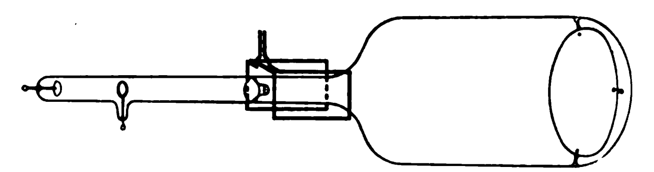


Fig. 12. Braunsche Röhre und Ablenkungsspule.

hatten. Die Öffnungen der Blenden betragen im Durchmesser 0,5 bis 0,7 mm und liefern einen sehr scharf begrenzten Lichtfleck von ungefähr 1 bis 1,5 mm Durchmesser auf dem Fluoreszenzschirm. Fig. 12 zeigt die allgemeine Gestalt der Röhren und der Glasblenden.

Bei den Versuchen wurden teilweise auch solche Braunsche Röhren angewandt, bei denen man von der elektrostatischen Ablenkung des Kathodenstrahlenbündels Gebrauch macht. Sie sind im wesentlichen die gleichen wie die eben beschriebenen, nur noch mit zwei Platten für die elektrostatische Ablenkung versehen. Diese Platten messen ungefähr 8 bei 2,5 cm und sind in etwa 2,5 cm Abstand voneinander innen in die Röhren eingeschmolzen.

Im hiesigen Laboratorium wurden mehrere Braunsche Röhren angefertigt, und es stellte sich als wichtig heraus, daß der Abstand zwischen Kathode und Anode nicht kleiner sein durfte als etwa 15 cm. Einen sehr empfindlichen Fluoreszenzschirm für die visuelle Beobachtung stellt man in der Weise her, daß man Willemit in sehr fein gepulvertem Zustande auf ein Stück Glimmer oder Glas aufstäubt, das man frisch mit einem dünnen Überzug von Wasserglas bestrichen

1) F. Braun, Wied. Ann. **60**, 552, 1897; Elektrot. Ztschr. **19**, 204. 1898.

2) J. Zenneck, Ann. d. Phys. (4) **9**, 497, 1902.

3) J. M. Varley, Phil. Mag. (6) **3**, 500, 1902; Varley and Murdock, Electrician **55**, 335, 1905.

hat; für photographische Zwecke ist allerdings nach Zenneck ein Zinksulfidschirm vorzuziehen, und ein solcher wurde auch bei der vorliegenden Untersuchung benutzt.

Damit das Kathodenstrahlenbündel homogen sei, das heißt, damit es zu jeder Zeit dieselbe Geschwindigkeit habe und folglich auch unter der Einwirkung einer gegebenen Kraft dieselbe Ablenkung erfahre, muß notwendig das Potential der die Entladung hervorrufenden Elektrizitätsquelle sehr konstant sein. Durch diese Einschränkung werden natürlich Induktionsspulen und Umformer ausgeschlossen und die wünschenswerten Stromquellen entweder auf eine große Elektrisiermaschine oder eine Hochspannungsbatterie beschränkt.

Wenn man eine Elektrisiermaschine benutzt, muß es eine vielplattige sein, damit sie dem Kathodenstrahlenbündel genügende Intensität verleiht, und, wenn möglich, sollen die Platten keine Sektoren oder Halter haben.

Die ideale Stromquelle für eine Braunsche Röhre ist die Hochspannungsbatterie aus Sammlern, die eine Potentialdifferenz von 10000 bis 20000 Volt zu liefern vermag. Um für den Fall eines Nachlassens des Vakuums die Stromstärke regulieren zu können, muß der aus einer solchen Stromquelle kommende Strom durch Glasröhren mit fließendem Wasser von zwei bis drei Fuß Länge[1]) hindurchgehen. Bei der vorliegenden Untersuchung wurden die Braunschen Röhren mit der großen Batterie von 20000 Zellen des Herrn Professor Trowbridge betrieben, die sich bei diesen und anderen Arbeiten als äußerst wertvoll erwiesen hat. Gewöhnlich wurden nicht mehr als 20000 Volt benutzt, da dies bei passender Einstellung des Vakuums ausreichend war, um ein sehr intensives und homogenes Kathodenstrahlenbündel zu liefern.

Die richtige Einstellung des Vakuums ist von äußerster Wichtigkeit und hängt ganz und gar von den Verhältnissen ab. Für die größte Intensität des Lichtfleckes und zugleich die größte Empfindlichkeit muß der Druck in der Röhre so groß sein, wie es sich irgend mit einem deutlich umgrenzten Fleck vereinbaren läßt. Nach Erwerbung einiger Erfahrung dient das Aussehen der Entladung in der Umgebung der Kathode als das beste Anzeichen für die Verdünnung. Die besten Ergebnisse erhält man für gewöhnlich dann, wenn der von der Mitte der Kathode ausgehende Lichtstrom ungefähr 1 mm im Durchmesser beträgt, obschon in besonderen Fällen eine stärkere oder vielleicht eine schwächere Verdünnung erwünscht ist. Das Vakuum

1) 1 Fuß = 304,8 mm (D. Übers.).

ändert sich indessen beim Gebrauch großer Strömungen, und hierdurch wird es notwendig, daß die Röhren mit einer Quecksilberpumpe in Verbindung stehen. Bei der vorliegenden Untersuchung benutzte ich die rotierende Pumpe von Gaede.

Falls eine Pumpe in Verbindung mit der Röhre nicht angebracht sein sollte, wird eine Reguliervorrichtung für das Vakuum mit Kaliumchlorat oder irgend einer anderen Substanz, wie man sie bei Röntgenröhren benutzt, empfohlen, um im Bedarfsfalle das Vakuum zu erniedrigen.

Um die Ablenkung des Strahlenbündels durch das erdmagnetische Feld auszuschalten, werden die Röhren so angeordnet, daß ihre Achsen parallel zur erdmagnetischen Kraft stehen; bei dieser Aufstellung erhalten die Röhren eine Neigung von ungefähr 70° gegen die Horizontale. Die Kamera zur photographischen Aufnahme der Oszillogramme war abwärts gerichtet, so daß sie auf die obere vordere Fläche des Fluoreszenzschirmes sah. Tafel 1a zeigt die allgemeine Anordnung der Apparatur.

Wenn die Ablenkungsspulen mit Hochfrequenzstrom betrieben werden, so können sie natürlich kein Eisen enthalten. Die Spulen, die bei der vorliegenden Untersuchung zur magnetischen Ablenkung des Kathodenstrahlenbündels benutzt wurden, sind aus zwei bis sechzehn rechteckigen Windungen von 0,325 cm starkem Kupferdraht zusammengesetzt, und zwar liegt auf jeder Seite der Röhre die Hälfte der Windungen. Die Windungen sind 7 bis 8 cm breit und 10 bis 12 cm lang. Ein nahezu gleichförmiges Feld im Innern der Spule wird dadurch gewährleistet, daß die Breite der rechteckigen Windungen $\sqrt{2}$ mal so groß gemacht wird wie der Abstand zwischen den Ebenen der beiden Teile der Spule.

Bei Verwendung hoher Frequenzen reicht die von der Selbstinduktion herrührende Potentialdifferenz zwischen zwei Teilen einer und derselben Spule aus, um sehr große elektrostatische Ablenkungen des Kathodenstrahlenbündels zu verursachen. Diese Störung beseitigt man am wirksamsten dadurch, daß man die Röhre im Innern der Spule mit einem geschlitzten Solenoid aus dünnem isoliertem Kupferdraht umgibt, das man auf eine Röhre aus Papier aufwickelt. Diese Vorrichtung schützt das Kathodenstrahlenbündel vollständig gegen elektrostatische Störungen, läßt aber die magnetischen Kräfte unvermindert hindurchgehen.

Wenn man die Braunsche Röhre für Wechselströme solcher Frequenzen benutzt, wie sie im allgemeinen Verkehr üblich sind, oder

für Vorgänge, die in einigen wenigen Hundertsteln einer Sekunde verlaufen, so ist die Geschwindigkeit, mit der sich der Lichtfleck über den Schirm bewegt, klein genug, um einen sichtbaren Lichtstrich selbst dann zu ergeben, wenn der Vorgang nur einen einzigen Kreislauf lang dauert.

Bei Verwendung von Hochfrequenzströmen jedoch ist die Geschwindigkeit, mit der das Kathodenstrahlenbündel abgelenkt wird, so groß, daß der Lichtfleck denselben Weg notwendig Tausende von Malen in der Sekunde durchlaufen muß, damit man überhaupt eine sichtbare Wirkung beobachten kann, und noch viele Male mehr, wenn man eine photographische Aufzeichnung mit einer vernünftigen Exposition erhalten will.

Es ist somit klar, daß, wenn man eine Folge momentan verlaufender Vorgänge dadurch aufzeichnen will, daß man das Kathodenstrahlenbündel auf dem Fluoreszenzschirm der Braunschen Röhre eine Figur beschreiben läßt, daß dann der Kreislauf der Vorgänge sich viele Hunderttausendmal in einer Sekunde wiederholen muß, und zwar mit solcher Regelmäßigkeit, daß der Lichtfleck bei jedem Kreislauf genau dieselbe Bahn durchläuft.

Wenn man die Braunsche Röhre zur Untersuchung elektrischer Schwingungen benutzt, so ist diese Bedingung mehr oder minder schwer zu erreichen, und zwar wegen der unsicheren und veränderlichen Wirkungsweise der meisten Formen der Entladungsfunkenstrecke. Die Funkenstrecke und das System, die wir hier untersuchen, sind indessen so regelmäßig und konstant, daß es keineswegs schwierig ist, Photogramme solcher Bahnen zu erhalten, die zyklische Veränderungen darstellen, und von denen manche drei Millionenmal in der Sekunde, praktisch ohne jegliche Veränderung, wiederkehren.

Die Tafeln 1 bis 7 sind einige Photogramme aus mehr als fünfzehn Dutzend, die zur Darstellung verschiedener Verhältnisse aufgenommen worden sind; sie zeigen unzweideutig die bemerkenswerte Regelmäßigkeit und Kontinuität der Schwingungen der Cu-Al-Funkenstrecke. Die Aufnahmen wurden mit Seed's Gilt Edge-Platten, Nr. 27, und mit Expositionszeiten von 3 bis 30 Sekunden gemacht. Die Figuren sind praktisch in natürlicher Größe gezeichnet.

2. Die primäre Welle.

Die Beobachtungen zur Bestimmung der Gestalt und der Phase des primären Stromstoßes in bezug auf die sekundäre Schwingung wurden in der Weise ausgeführt, daß der Primärstrom und der Sekundär-

strom je durch eine um die Braunsche Röhre gelegte Ablenkungsspule von vier Windungen geleitet wurde, und zwar bildeten die beiden Spulen miteinander einen Winkel von 90°. Die Anordnung ist in Fig. 13 schematisch dargestellt. Die Buchstaben in dieser Figur haben die früher angegebene Bedeutung.

Mit dieser Anordnung erhält man auf dem Fluoreszenzschirm eine vollkommen scharfe und gut definierte Zeichnung, welche die einander entsprechenden Augenblickswerte der primären und der sekundären Stromstärke liefert. Tafel I*c* zeigt eine der vielen Aufnahmen einer solchen Zeichnung, die mit einer Expositionszeit von etwa 15 bis

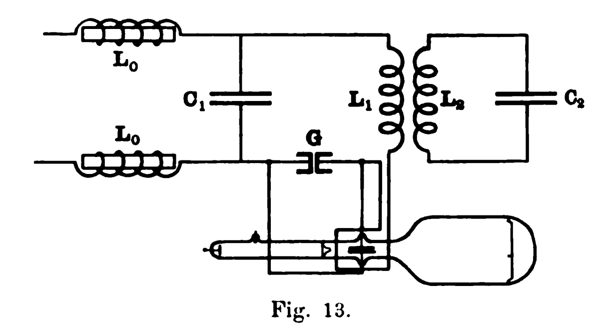


Fig. 13.

30 Sekunden erhalten wurden, und stellt die Verhältnisse dar, die herrschen, wenn man auf das Maximum der Energie im Sekundärkreise eingestellt hat.

Da wir wissen, wie weiter unten überzeugend dargetan werden soll, daß die sekundäre Schwingung sinusförmig ist, so können wir aus den oben erwähnten Zeichnungen leicht die Stärke des Primärstromes als Funktion der Zeit und sein Phasenverhältnis zum Sekundärstrom ableiten. In Figur *c* auf Tafel I gibt die senkrechte Entfernung d_1 von irgend einem Punkte auf der horizontalen Linie, der vom Mittelpunkte oder dem unabgelenkten Fleck um die Strecke d_2 entfernt ist, bis zur über ihm gelegenen Primärschleife die augenblickliche Primärstromstärke i_1 und die gleichzeitig herrschende Sekundärstromstärke i_2 an. Man zieht eine Sinuskurve für die Amplitude, die durch die sekundäre Ablenkung dargestellt wird, und die Zeitkoordinate für irgendein zusammengehöriges Wertepaar i_1 und i_2 ist die aus der Sinuskurve gewonnene Zeit, zu welcher die Koordinate der Stromstärke i_2 ist. Die Richtung des Lichtfleckes wird durch die Pfeile bezeichnet. Die mit I_1 bezeichnete Kurve in Fig. 14 zeigt die Entwickelung zweier Figuren, die der bequemeren Vergleichung halber

auf denselben Maßstab reduziert worden sind. Ich habe sieben derartige Entwickelungen ausgeführt, die ganz verschiedene Verhältnisse darstellen, aber in jedem Falle war das Phasenverhältnis von I_2 zu I_2 praktisch dasselbe, wie es Fig. 14 zeigt, und die Gestalten der I_1-Kurven wichen so wenig voneinander ab, daß ich sie, um Verwechselungen zu vermeiden, hier nicht wiedergegeben habe.

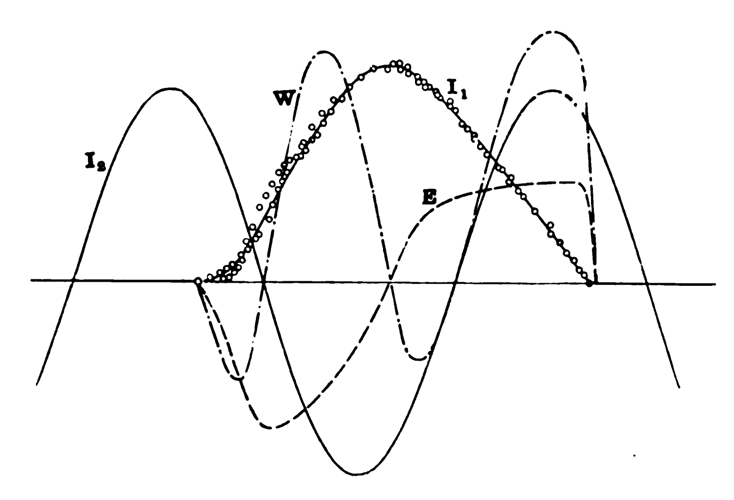


Fig. 14.

I_1 - - - Primäre Entladungswelle; I_2 —— Sekundäre Welle;
E - - - Elektromotorische Kraft infolge von I_1;
W - - - Dem Sekundärkreise zugeführte Energie.

Eine Untersuchung der Photogramme und der Entwickelungen lehrt, daß, wie im ersten Teil behauptet worden ist, kein Gegenstrom vorhanden ist. Obwohl die primäre Welle die doppelte Periode der Sekundärschwingung zu haben scheint, erhält man, wenn man die Neigung der Kurve, oder die Größe $-\frac{d i_2}{d t}$, die der resultierenden elektromotorischen Kraft im Sekundärkreise proportional ist, aufträgt, eine Kurve von derselben Periode wie I_2. Diese Kurve der elektromotorischen Kraft ist in Fig. 14 bei E wiedergegeben.

Wenn wir jetzt die Ordinaten der Kurve für die elektromotorische Kraft mit den entsprechenden Werten der Sekundärstromstärke multiplizieren, erhalten wir eine Größe, die proportional der jeweiligen Geschwindigkeit ist, mit welcher Energie auf den Sekundärkreis über-

tragen wird; und wenn wir diese Größe auftragen, so ergibt sich die mit W bezeichnete Kurve in Fig. 14. Die unterhalb der Zeitachse liegenden Teile der Kurve sind negativ und bezeichnen eine Rückkehr von Energie in den Primärkreis. Die algebraische Summe der Flächen unter den vier Schleifen ist proportional der bei einem Kreislaufe dauernd an den Sekundärkreis übermittelten Gesamtenergie. Es ist ersichtlich, daß sehr wenig Energie an den Primärkreis zurückgegeben wird, und daß die zweite Hälfte der Primärschleife dem Sekundärkreise die größere Energiemenge zuführt, da der erste Teil der primären Entladung wegen des plötzlichen Zusammenbruches des hohen Anfangswiderstandes der Funkenstrecke und wegen der aus der plötzlichen Erschütterung sich ergebenden übergelagerten höheren Oberschwingungen mehr oder minder unregelmäßig ist.

Im ersten Teile hatten wir festgestellt, daß die Primärstromschleifen alle zwei oder mehr Sekundärschwingungen auftreten. In diesem Falle ließe sich die Primärwelle, als intermittierende Funktion betrachtet, in harmonische Schwingungen zerlegen. Statt indessen die Stromwelle zu zerlegen, kann man leicht die gleichbedeutende Aufgabe lösen, die Welle der resultierenden elektromotorischen Kraft nach harmonischen Schwingungen zu entwickeln, wenn man annimmt, daß die Kurve der elektromotorischen Kraft eine intermittierend wiederkehrende Sinusfunktion ist, eine Annahme, die, wie ein Blick auf Fig. 14 lehrt, in roher Annäherung richtig ist.

Wir wollen annehmen, wir betrachteten im einzelnen den Fall einer alle zwei Sekundärschwingungen erfolgenden Entladung ($I.C.F.=2$). Fig. 15 gibt die Bedingungen dieses Problems wieder. Die ausgezogene Sinuskurve, die mit i_2 bezeichnet ist, stellt die Sekundärschwingung dar, die wir bisher betrachtet haben, oder, mit anderen Worten, die erste Oberschwingung maximaler Intensität. Die andere ausgezogene Kurve mit der Bezeichnung i_1 ist die primäre Entladung, und die gestrichelte Kurve ist die angenäherte Welle der elektromotorischen Kraft, von der oben die Rede gewesen ist.

Die Funktion

$$e = E \sin 2x \Big|_0^{\pi/2}$$

$$e = 0 \Big|_{\pi/2}^{\pi}$$

ist in einer Fourierschen Reihe von der Form

$$e = a_1 \sin x + a_2 \sin 2x + a_3 \sin 3x + \cdots$$

entwickelt, wo irgendein Koeffizient a_m durch den Ausdruck

$$a_m = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} f(x) \sin m x\, d x = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2} E \sin 2x \sin m x\, d x$$

gegeben ist. Das Ergebnis ist nachstehend ausgedrückt.

Es ist:

$$e_2 = E(0{,}43 \sin x + 0{,}50 \sin 2x + 0{,}26 \sin 3x - 0{,}061 \sin 5x + \\ + 0{,}028 \sin 7x - 0{,}017 \sin 9x + \cdots)$$

Wenn die Oberschwingungen als Funktionen der Zeit und der Periode der E.M.K.-Welle ausgedrückt werden sollen, die die gleiche

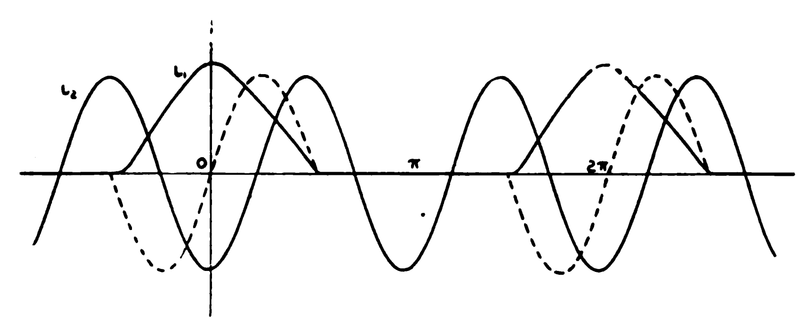


Fig. 15.

ist wie die Periode der Sekundärschwingung, so muß man die Substitution

$$2x = 2\pi n t$$

oder

$$x = \frac{2\pi n t}{2}$$

vornehmen. Dann ist

$$e_2 = E\left(0{,}43 \sin 2\pi \left[\frac{n}{2}\right] t + 0{,}50 \sin 2\pi n t + 0{,}26 \sin 2\pi \left[\frac{3n}{2}\right] t - \\ - 0{,}061 \sin 2\pi \left[\frac{5n}{2}\right] t + 0{,}028 \sin 2\pi \left[\frac{7n}{2}\right] t - \\ - 0{,}017 \sin 2\pi \left[\frac{9n}{2}\right] t + \cdots\right)$$

Die Ergebnisse für *I. C. F.* = 3 und = 4 sind nachstehend angegeben.

Es ist:

für $I.C.F. = 3$:

$$e_3 = E\Big(0{,}21 \sin 2\pi \left[\frac{n}{3}\right] t + 0{,}33 \sin 2\pi \left[\frac{2n}{3}\right] t + \\ + 0{,}33 \sin 2\pi \left[\frac{3n}{3}\right] t + 0{,}24 \sin 2\pi \left[\frac{4n}{3}\right] t + \\ + 0{,}10 \sin 2\pi \left[\frac{5n}{3}\right] t - 0{,}04 \sin 2\pi \left[\frac{7n}{3}\right] t - \cdots\Big)$$

für $I.C.F. = 4$:

$$e_4 = E\Big(0{,}12 \sin 2\pi \left[\frac{n}{4}\right] t + 0{,}21 \sin 2\pi \left[\frac{2n}{4}\right] t + \\ + 0{,}26 \sin 2\pi \left[\frac{3n}{4}\right] t + 0{,}25 \sin 2\pi n t + 0{,}20 \sin 2\pi \left[\frac{5n}{4}\right] t + \\ + 0{,}13 \sin 2\pi \left[\frac{6n}{4}\right] t + \cdots\Big)$$

In der nachstehenden Tabelle gebe ich eine Einteilung der Oberschwingungen. Die Spalten dieser Tabelle sind mit den Werten der $I.C.F.$ überschrieben.

Die Koeffizienten der verschiedenen Glieder in der Entwickelung haben sehr wenig Bedeutung, aber das Vorhandensein der meisten in der Tabelle enthaltenen Oberschwingungen ist durch Wellenmesserablesungen bestätigt worden.

Einen viel schöneren Beweis für das Vorhandensein der Oberschwingungen erbringen die oszillographischen Aufnahmen mittels der Braunschen Röhre. Wenn man außer der in Fig. 13 dargestellten Anordnung der Schwingungskreise, um die primäre Wellenform zu erhalten, noch einen weiteren einstellbaren Sekundärkreis benutzt, der durch den Primärstrom erregt wird und ebenfalls eine um die Braunsche Röhre gelegte und zur primären Ablenkungsspule parallele Ablenkungsspule enthält, so ist die Zeichnung, die man auf dem Fluoreszenzschirm beobachtet, die Resultierende aus der Ablenkung durch den ersten Sekundärstrom einerseits und, senkrecht dazu, aus der Summe der Ablenkungen durch den Primärstrom und durch den zweiten Sekundärstrom andererseits. Wenn man jetzt die Kapazität des zweiten Sekundärkreises verändert, so erscheint plötzlich auf dem Fluoreszenzschirm, sobald Resonanz für eine der Oberschwingungen der Primärschwingung erreicht wird, eine Lissajousche Figur, die dem Verhältnis der Frequenzen der beiden Sekundärschwingungen entspricht. Außer der einfachen Lissajouschen Figur, die von der freien Schwin-

Tabelle.

I. C. F.	1	2	3	4	5	6	7
Primäre Oberschwingungen	n	$\frac{n}{2}$	$\frac{n}{3}$	$\frac{n}{4}$	$\frac{n}{5}$	$\frac{n}{6}$	$\frac{n}{7}$
		n	$\frac{2n}{3}$	$\frac{2n}{4}$	$\frac{2n}{5}$	$\frac{2n}{6}$	$\frac{2n}{7}$
		$\frac{3n}{2}$	n	$\frac{3n}{4}$	$\frac{3n}{5}$	$\frac{3n}{6}$	$\frac{3n}{7}$
			$\frac{4n}{3}$	n	$\frac{4n}{5}$	$\frac{4n}{6}$	$\frac{4n}{7}$
		$\frac{5n}{2}$	$\frac{5n}{3}$	$\frac{5n}{4}$	n	$\frac{5n}{6}$	$\frac{5n}{7}$
				$\frac{6n}{4}$	$\frac{6n}{5}$	n	$\frac{6n}{7}$
		$\frac{7n}{2}$	$\frac{7n}{3}$	$\frac{7n}{4}$	$\frac{7n}{5}$	$\frac{7n}{6}$	n
			$\frac{8n}{3}$		$\frac{8n}{5}$	$\frac{8n}{6}$	$\frac{8n}{7}$
		$\frac{9n}{2}$		$\frac{9n}{4}$	$\frac{9n}{5}$	$\frac{9n}{6}$	$\frac{9n}{7}$
			$\frac{10n}{3}$	$\frac{10n}{4}$		$\frac{10n}{6}$	$\frac{10n}{7}$
			$\frac{11n}{3}$	$\frac{11n}{4}$	$\frac{11n}{5}$	$\frac{11n}{6}$	$\frac{11n}{7}$
					$\frac{12n}{5}$		
		usw.	usw.	usw.	usw.	usw.	usw.

gung der beiden Sekundärkreise herrührt, erscheint eine weniger intensive, unregelmäßige Schleife, die von den intermittierenden primären Entladungen herrührt.

Die Figuren *d* und *e* auf Tafel 1 und *a* und *b* auf Tafel 2 sind Photogramme einiger nach dem vorstehend beschriebenen Verfahren gewonnener Zeichnungen. Der zweite Sekundärkreis war ein Wellenmesser, dessen Spule parallel zur primären Ablenkungsspule stand, von der er seine Impulse empfing. Eine Betrachtung der primären Schleife ist häufig insofern lehrreich, als sie die Beziehung der primären Entladung zur Sekundärschwingung wiedergibt. Wie man sieht, kann die regelmäßige Lissajousche Figur, je nach dem Werte der *I. C. F.* vollständig sein, oder nicht. In Figur *b* auf Tafel 2 ist das Verhältnis der Frequenzen 3 : 1 und die *I. C. F.* ist 3, so daß die primären Ent-

ladungen einmal bei jeder Wanderung des Fleckes durch die Zeichnung auftreten und dadurch einen Teil der Lissajouschen Figur verzerren.

Die Figuren *b* bis *f* auf Tafel 2 rühren einfach von den Ablenkungen durch die beiden Sekundärschwingungen her, und zwar empfing der zweite Sekundärkreis seine Impulse von derselben Primärspule, welche den ersten Sekundärkreis erregte. Einige der abgebildeten Aufnahmen wurden absichtlich mit einer geringen Phasendifferenz gemacht, um die doppelte Linie zu zeigen. Figur *e* auf Tafel 1 stellt dasselbe Frequenzverhältnis dar wie Figur *a* auf Tafel 2, jedoch mit einer beträchtlichen Phasenverschiebung.

Eine Betrachtung der Figuren *d* und *f* auf Tafel 2 lehrt, daß, obgleich die Koppelung eng war, die sekundären Stromstärken nicht von der Sinusform abweichen, nicht einmal, während der primäre Impuls erfolgt. Eine mögliche rohe Erklärung für dieses Fehlen einer Abweichung von der Sinusform kann man aus einer Betrachtung der in Figur 14 abgebildeten Gestalt der Primärwelle gewinnen. Wie man sieht, ist der primäre Impuls I_1 in Figur 14 annähernd kosinusförmig, von derselben Periode wie die freie Sekundärschwingung, vermehrt um eine Konstante, bis die maximale Stromstärke erreicht ist: darauf nimmt dann die Stromstärke geradlinig ab. Nimmt man aber in der Differentialgleichung für einen Schwingungskreis die Substitution vor, so findet man, daß eine Kosinuswelle, vermehrt um eine Konstante oder eine lineare Funktion der Zeit, den Bedingungen einer sinusförmigen Sekundärschwingung genügt. Den Beweis für diesen Satz gebe ich hier nicht.

Die soeben betrachtete Gestalt der Primärwelle wird hauptsächlich durch die in der Funkenstrecke auftretenden Widerstandsänderungen bestimmt. Wenn keine Widerstandsänderung stattfände, und wenn der Einfluß des Sekundärstromes zu vernachlässigen wäre, würde die Gestalt des Primärstromstoßes durch die bekannte Gleichung

$$i_1 = \frac{Q_0}{\sqrt{R_1^2 C_1^2 - 4 L_1 C_1}} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

gegeben sein, wo

$$\alpha = \frac{R_1 C_1 + \sqrt{R_1^2 C_1^2 - 4 L_1 C_1}}{2 L_1 C_1}$$

und

$$\beta = \frac{R_1 C_1 - \sqrt{R_1^2 C_1^2 - 4 L_1 C_1}}{2 L_1 C_1}$$

ist. Q_0 ist die Anfangsladung auf dem primären Kondensator C_1, und L_1 und R_1 sind die Selbstinduktion und der Widerstand im Primärkreise. Die Kurve, welche diese Gleichung darstellt, ist bekanntlich ein Anstieg und Abfall der Stromstärke mit der Zeit und ist aperiodisch oder oszillatorisch, je nachdem, ob R_1^2 größer oder kleiner als $4L_1/C_1$ ist. Der kritische Widerstand, oberhalb dessen die Entladung nicht oszillatorisch verläuft, ist für die bei dieser Untersuchung benutzten Stromkreise von der Größenordnung 100 Ohm. Wie wir weiter unten sehen werden, ist der durchschnittliche Widerstand der Funkenstrecke im Vergleich zu dieser Größe so gering, daß das Fehlen eines Gegenstromes nicht einzig und allein auf die aperiodische Natur einer durch einen hohen Widerstand erfolgenden Entladung zurückgeführt werden kann. Außerdem würde, wenn der durchschnittliche Widerstand groß genug wäre, um die Entladung aperiodisch zu machen, das Ende der Entladung asymptotisch zur Zeitachse verlaufen.

Der Widerstand der Funkenstrecke fällt sehr rasch von einem sehr hohen Wert im Anfange auf einen sehr niedrigen Wert. Da der Widerstand eine Funktion der Stromstärke ist und höchstwahrscheinlich eine Funktion der Zeit, über die wir nichts wissen, so ist es unmöglich, irgendwelchen genauen mathematischen Ausdruck für die Stromkurve abzuleiten. Eine Betrachtung der physikalischen Seiten wird uns indessen bis zu einem gewissen Grade die Gründe für die Gestalt aufdecken, die sie zeigt. Wenn in der Differentialgleichung für den Primärkreis

$$L_1 \frac{d i_1}{d t} + M \frac{d i_2}{d t} + R_1 i_1 + \frac{\int_0^t i_1 \, d t}{C_1} = \frac{Q_0}{C_1}$$

das Glied mit R_1 plötzlich vermindert wird, so liegt es auf der Hand, daß das Glied $L_1 \frac{d i_1}{d t}$ zunächst eine rasche Änderung der Stromstärke verhindern wird. Hierdurch erklärt sich zum Teil der langsame Anstieg der Stromstärke, wie ihn der erste Teil der Primärwellenform zeigt. In dem Maße, wie die Entladung fortschreitet, wird der Widerstand kleiner, und die Stromstärke nimmt zu und folgt dabei enger einer der exponentialen Entladungskurven für kleinen Widerstand. Aus bereits früher angegebenen Gründen hört die Entladung auf, sobald die Stromstärke Null wird.

3. Der Widerstand der Funkenstrecke.

Es ist interessant, durch Annahme eines Näherungsausdruckes für die Form der Primärwelle die Änderung des Widerstandes der Funkenstrecke zu berechnen, die erforderlich ist, um die beobachtete Kurve für die Primärstromstärke zu ergeben. Eine Untersuchung der experimentell gewonnenen Kurven der Fig. 14 lehrt, daß der erste Teil der primären Welle angenähert durch den Ausdruck

$$i_1 = I_1 (1 - \cos \omega t)$$

dargestellt werden kann. Hier bedeutet jetzt i_1 den augenblicklichen Wert und I_1 den Maximalwert der Primärstromstärke, und ω ist das 2π-fache der sekundären Schwingungszahl. Die Zeit wird vom Anfang der primären Entladung ab gezählt.

Den entsprechenden Ausdruck für die sekundäre Welle findet man durch Messungen aus Fig. 14 zu

$$i_2 = I_2 \sin (\omega t + 115^0)$$

Diese Ausdrücke kann man nunmehr in die Differentialgleichung für den Primärkreis

$$L_1 \frac{d i_1}{d t} + M \frac{d i_2}{d t} + R_1 i_1 + R_b i_1 + \frac{\int_0^t i\, d t}{C_1} = \frac{Q_0}{C_1}$$

einsetzen, in welchem R_b der Widerstand der Funkenstrecke, R_1 der Widerstand der übrigen Teile des Primärkreises ist.

Es ist ferner (siehe Fig. 13)

$$i_c = i_1 - I_0$$

und sonach folgt:

$$L_1 I_1 \omega \sin \omega t - M I_2 \omega \cos(\omega t + 115^0) + (R_1 + R_b) I_1 (1 - \cos \omega t) + \frac{(I_1 - I_0)\, t}{C_1} - I_1 \frac{\sin \omega t}{\omega C_1} = \frac{Q_0}{C_1}$$

Lösen wir diese Gleichung nach R_b auf, so ergibt sich:

$$R_b = \frac{\frac{Q_0}{C_1} - \frac{(I_1 - I_0) t}{C_1} - I_1 \left(L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}\right) \sin \omega t + M I_2 \omega \cos(\omega t + 115^0)}{I_1 (1 - \cos \omega t)} - R_1 =$$

$$= \frac{\frac{Q_0}{C_1} - \frac{I_1 - I_0}{C_1} t - I_1 \left(L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega} + 0{,}91\, M \omega \frac{I_2}{I_1}\right) \sin \omega t - 0{,}42\, M I_2 \cos \omega t}{i_1}$$

wenn man R_1 vernachlässigt.

Wenn man passende Werte für die Konstanten dieser Gleichung annimmt und R_b als Funktion der Stromstärke i_1 aufzeichnet, so erhält man die gestrichelte Linie in Fig. 16.

Die Widerstandsänderung in der Funkenstrecke kann man experimentell unter Verwendung einer Braunschen Röhre erhalten, die mit Platten für die elektrostatische Ablenkung ausgerüstet ist. Diese

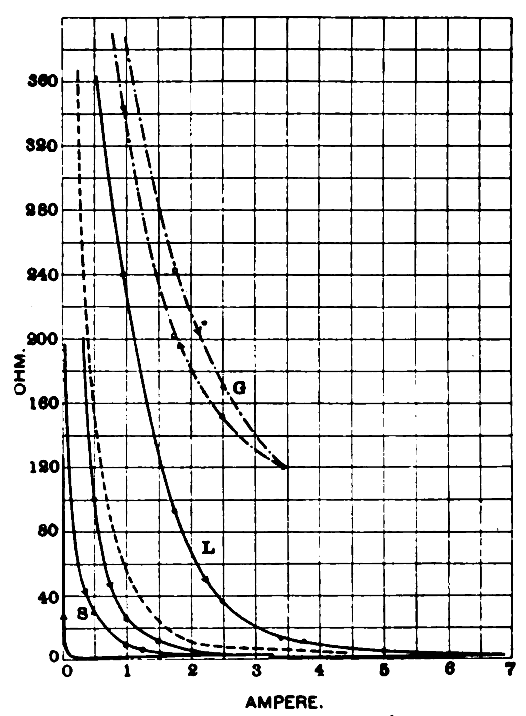


Fig. 16. Widerstandskurve für die Cu-Al-Funkenstrecke.
G -·-·- Glimmentladung; *L* —— Entladung bei sehr langer Funkenstrecke; *S* —— Entladung bei sehr kurzer Funkenstrecke; Gestrichelte Kurve - - - Berechnete Werte.

„elektrostatischen Platten" werden direkt über die Funkenstrecke geschlossen, wie es Fig. 17 zeigt. Dadurch wird eine Ablenkung hervorgerufen, die auf der durch die gesamte in der Funkenstrecke übergehende Stromstärke erzeugten senkrecht steht. Auf diese Weise erhält man eine Aufzeichnung der charakteristischen Spannung-Stromstärke-Kurve, aus der man den irgendeiner Stromstärke entsprechenden Widerstand ableiten kann.

Die Figuren *a* und *e* auf Tafel 3 sind Photogramme charakteristischer *E-I*-Kurven, wie sie oben beschrieben worden sind. Figur *a* stellt die Verhältnisse für eine sehr lange Funkenstrecke dar. Die Bahn, die der Lichtfleck bei der Aufzeichnung dieser Figur durchläuft, wird aus folgender Betrachtung verständlich werden. Während sich der Kondensator lädt, geht kein Strom durch die Funkenstrecke, und mithin findet keine Ablenkung durch den Strom statt; aber das Potential des Kondensators nimmt bis auf einen gewissen Wert zu, der durch das Durchbruchspotential der Funkenstrecke bestimmt wird. Dieser Ladungsvorgang wird in der Photographie durch eine Bewegung des

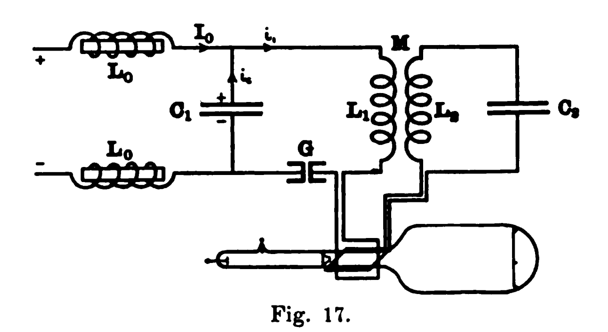


Fig. 17.

Lichtfleckes aus seiner unabgelenkten Stellung *A* nach *B* dargestellt, dem Potential, bei welchem die Funkenstrecke durchschlagen wird, und dessen Größe im vorliegenden Falle ungefähr gleich 450 Volt ist. In dem Augenblicke, wo die Funkenstrecke durchschlagen wird, fällt das Potential, und der durch die Funkenstrecke gehende Strom nimmt an Stärke zu und liefert die Kurve von *B* nach *C*, die roh einer Hyperbel gleicht. Während der durch die Linie *CA* in dem Photogramme dargestellten Abnahme der Stromstärke bleibt das Potential praktisch Null, ein Zeichen dafür, daß, nachdem die Funkenstrecke einmal ionisiert worden ist, der Widerstand klein bleibt, bis die Stromstärke Null wird. Die Stromstärke nimmt aus weiter oben angegebenen Gründen in der negativen Richtung nicht zu. Während des Durchganges des Primärstromes ist die Kapazität C_1 vollständig entladen und im entgegengesetzten Sinne geladen worden, so daß, sobald der Strom aufhört, das volle Potential des umgekehrten Kondensators an der Funkenstrecke zur Wirkung gelangt. Dieser Zustand wird durch den Punkt *D* dargestellt. Der Strom fließt jetzt jedoch mit konstanter Geschwindigkeit in C_1 hinein und läßt den Fluoreszenzfleck längs der

Spannungsachse von D nach B wandern und einen neuen Kreislauf beginnen.

Dieselbe Art eines Diagramms zeigen die Fig. *b* und *c* auf Tafel 3 für kürzere Funkenstrecken. Es erhellt, daß, wenn die Funkenstrecke verkürzt wird, die E-I-Kurve sich, wie zu erwarten war, gegen die beiden Achsen hin zusammenschließt.

Ferner sieht man, daß bei sehr kurzen Funkenstrecken der Anstieg der Stromstärke oszillatorisch verläuft. Diese Oszillationen sind sehr schnell und haben eine Wellenlänge von der Größenordnung vier bis fünf Meter; wegen ihrer äußerst hohen Frequenz rufen sie die großen Potentialschwankungen hervor, die durch den verwaschenen Raum in der Figur *d* auf Tafel 3 veranschaulicht werden.

Der Grund für diese übergelagerten Schwingungen ist leicht einzusehen, wenn wir wiederum den schnellen Abfall des Widerstandes betrachten, der durch die sehr steile Widerstandskurve für eine kurze Funkenstrecke dargestellt wird. Eine Abnahme des Widerstandes bedeutet eine gesteigerte Stromstärke, aber die Steigerung der Stromstärke verursacht weiter eine Widerstandsabnahme. Diese Wirkung führt einen instabilen Zustand herbei und würde einen erschrecklich plötzlichen Stromstoß verursachen, wenn nicht die Selbstinduktion des ganzen Schwingungskreises eine regulierende Wirkung ausüben würde. Der Effekt ist jedoch der, daß den Elektroden der Funkenstrecke und den Drähten in der unmittelbaren Nachbarschaft der Funkenstrecke plötzlich die Elektrizität entzogen wird, und die wegen der Selbstinduktion der Zuleitungsdrähte zu diesen Elektroden die Elektroden selbst in entgegengesetztem Sinne geladen werden. Wenn das Potential der so umgekehrten Elektroden einen hinreichend großen Wert erreicht, hört dieser momentane Stromzufluß auf und kehrt sich um. Es ist ohne weitere Betrachtung einleuchtend, daß die Bedingungen für die beobachteten übergelagerten Schwingungen gegeben sind, da diese Schwingungen an der Funkenstrecke intensiver sind und sich mit abnehmender Amplitude in den Primärkreis hinein erstrecken. Dieser Effekt wird in einigen der noch zu betrachtenden Bilder sehr deutlich hervortreten.

Figur *e* auf Tafel 3 ist ein Photogramm, das aufgenommen wurde, als wegen der Trockenheit des Wasserstoffes praktisch nichts weiter als eine Glimmentladung erhalten werden konnte. In diesem Sonderfalle ging ein Hochfrequenzstrom durch die Funkenstrecke. Ich habe dieses Photogramm nur wegen der kleinen gekrümmten Spitze

am rechten Ende der Potentialablenkung aufgenommen, die das Charakteristikum der Glimmentladung ist.

Figur *f* auf Tafel 3 wurde in derselben Weise aufgenommen wie die eben beschriebenen Bilder, nur war noch eine sekundäre Ablenkungsspule parallel zur Primärspule um die Röhre gelegt worden. Auf diese Weise erhält man eine Ausbreitung des Diagrammes und ein deutlicheres Bild der tatsächlichen Bahn des Lichtfleckes. Die schraubenförmige von rechts nach links verlaufende Bahn ist eine Folge der Oszillation des Sekundärstromes und der übergelagerten Schwankungen des primären Potentials, die durch den Einfluß der Sekundärschwingungen auf den Primärkreis entstehen, und die beide während der Ladung des primären Kondensators auftreten. Das plötzliche Ende stellt den Punkt dar, auf dem die Funkenstrecke durchbrochen wird und der Punkt sich, anfänglich sehr schnell, durch die primäre Entladungsschleife bewegt.

Die Änderung des Widerstandes mit der Änderung der Stromstärke, die sich aus diesen charakteristischen *E-I*-Kurven ergibt, liefert Kurven von der allgemeinen Gestalt, wie sie die ausgezogenen Kurven in Fig. 16 zeigen. Die mit *L* bezeichnete Kurve wurde aus Figur *a* auf Tafel 3 abgeleitet und stellt die Widerstandsänderung in einer sehr langen Funkenstrecke dar. Die beiden anderen ausgezogenen Kurven gelten für kürzere Funkenstrecken, und in der äußersten Ecke ist die Bedingung für abnehmende Stromstärke angedeutet, welche die zyklischen Widerstandsänderungen vervollständigt.

Wie die Betrachtung der Fig. 16 zeigt, stimmt die aus einem angenommenen Ausdruck für die Form der Primärwelle abgeleitete gestrichelte Kurve der Gestalt nach gut mit den experimentell gefundenen Kurven (ausgezogene Linien) überein. Der Maßstab der Kurven soll nur eine ungefähre Vorstellung von der Größenordnung des Widerstandes bei verschiedenen Stromstärken geben, denn die Lage der Kurven hängt von der Länge des Bogens und zweifellos von der Periode der Entladung ab. Es verdient bemerkt zu werden, daß der Widerstand bei der Stromstärke Null sehr hoch ist und somit eine hohe Anfangsladung des primären Kondensators zuläßt, ehe die Funkenstrecke durchschlagen wird. Die Widerstandskurven sind sehr steil, viel steiler als die entsprechenden Kurven für den Poulsenbogen. Es ist zum Teil diese Steilheit, die die Funkenstrecke für die Erzeugung von Schwingungen sehr hoher Frequenz geeignet macht. Die sehr schnelle Wiederherstellung des hohen Widerstandes ist gleichfalls von hervorragender Bedeutung für die Wirkungsweise der Funkenstrecke bei hohen Frequenzen.

Die obere aus Punkten und Strichen gebildete Kurve gilt für die gekrümmte Spitze am Ende der Potentialablenkung in Figur *e* auf Platte 3, von der eben die Rede war, und stellt die Bedingungen für die Glimmentladung dar.

4. Die Frequenz der umgekehrten Ladung (*I. C. F.*).

Es ist häufig der *I. C. F.* Erwähnung getan worden, deren Wert, wie festgestellt worden ist, von der Wellenlänge der Sekundärschwingung, der Größe des primären Kondensators C_1 und dem Werte der Verbrauchsstromstärke I_0 abhängig ist. Um zu zeigen, daß die *I. C. F.* unter den meisten Verhältnissen einen vollkommen bestimmten Wert hat, und um gleichzeitig einige andere das System betreffende Punkte zu veranschaulichen, habe ich die auf Tafel 4 wiedergegebenen Photogramme aufgenommen.

Die Anordnung der Schwingungskreise war für die in Rede stehenden Figuren folgende: Zwei parallele Ablenkungsspulen wurden um die Braunsche Röhre gelegt und so angeordnet, daß sie das Kathodenstrahlenbündel in einer zur elektrostatischen Ablenkung senkrechten Richtung ablenkten. Eine dieser Spulen war in den Primärkreis eingeschaltet, die andere in den Sekundärkreis. Die elektrostatischen Ablenkungsplatten waren mit den Klemmen des primären Kondensators C_1 verbunden.

Die oszillographischen Aufnahmen auf Tafel 4 stellen mithin durch die Ablenkungen in vertikaler Richtung die Summe der primären und der sekundären Stromstärke dar und durch die Ablenkungen in horizontaler Richtung das Potential von C_1. In sämtlichen Figuren auf dieser Tafel rührt der geradlinige untere Teil von der sekundären Schwingung während der Aufladung von C_1 her, wenn die Stromstärke in der Funkenstrecke null ist.

Die Erklärung der Figur *b* auf Tafel 4 wird für alle Figuren auf dieser Tafel dienen. Im Punkte *A* wird der Kondensator C_1 auf ein Potential geladen, das ausreicht, um die Funkenstrecke zu überspringen. Wenn die primäre Entladung beginnt, bewegt sich der Lichtfleck, anfangs sehr rasch, längs der Schleife *A B C*. Diese Entladung löst die Sekundärschwingung aus oder unterhält sie, so daß die vertikale Ablenkung herrührt von der primären Stromstärke, vermehrt um die gleichzeitige sekundäre Stromstärke. Während der Entladung fällt das Potential des primären Kondensators und steigt in entgegengesetzter Richtung, so daß am Ende der Entladung, das bei *C* dargestellt ist, das Potential des Kondensators umgekehrt ist. Im

Punkte C ist die primäre Entladung vollendet. Der übrige Teil des Diagrammes, von C bis A, rührt von der Sekundärschwingung her. welche die vertikale Ablenkung hervorruft, sowie von dem sich gleichförmig ändernden Potential des primären Kondensators, welches die horizontale Ablenkung von C nach A verursacht.

Die Anzahl der Sekundärschwingungen, die während eines primären Kreislaufes erfolgen, diese Anzahl, die wir die *I. C. F.* genannt haben, wird durch die Figuren deutlich veranschaulicht Im Falle der Figur *b* vollendet der Sekundärkreis eine Periode während der primären Entladung und drei volle Sekundärperioden während der Aufladung von C nach A, so daß die *I. C. F.* 4 ist.

Der Augenblick, in dem die primäre Entladung beginnt und aufhört, ist, wie sich zeigt, auf die sekundäre Welle bezogen, derselbe. den wir im Abschnitt über die primäre Welle abgeleitet hatten. Die hohen harmonischen Oberschwingungen im Primärkreise, die, wie bereits erwähnt, auftreten, nachdem der hohe Widerstand der Funkenstrecke durchbrochen worden ist, treten in dem perlenschnurartigen Aussehen der oberen Schleifen in den oszillographischen Aufnahmen zutage.

In den Figuren *a* bis *e* auf Tafel 4 durchlief der Lichtfleck die Zeichnungen im umgekehrten Sinne des Uhrzeigers. Die Werte der *I. C. F.* sind 3 bzw. 4 und 6. In den Figuren *a* und *e* ist die unabgelenkte Stellung des Flecks zu sehen, und man kann das Größenverhältnis zwischen dem direkten und dem umgekehrten Potential des primären Kondensators feststellen.

Die in den Figuren *c* bis *f* auf Tafel 4 ersichtlichen Schwebungen rühren von der Interferenz zweier Schwingungen in einem sekundären System mit zwei Perioden her, das im vorliegenden Falle angewandt wurde. Die zweite Sekundärschwingung beruht auf den Schwingungen einer Spule, von der einige Windungen in den sekundären Schwingungskreis eingeschaltet waren. In Figur *d* durchlief der Lichtfleck die Zeichnung im Sinne des Uhrzeigers.

5. Widerstandsdämpfung.

Um eine oszillographische Aufnahme einer Veränderlichen zu erhalten, die eine Funktion der Zeit ist, muß man eine Anordnung anwenden, durch den die Figur eine gleichförmige Zeitachse erhält. Wenn man beispielsweise eine oszillographische Aufnahme des gebräuchlichen Wechselstromes zu erhalten wünscht, läßt man den Strom durch eine um die Braunsche Röhre gelegte Ablenkungsspule

gehen. Dann erscheint auf dem Schirme eine gerade Linie, die aus der hin- und hergehenden Bewegung des Lichtfleckes auf einer und derselben geradlinigen Bahn entsteht. Will man die Stromwelle in ihrer zeitlichen Entwickelung sehen, so muß man die lineare Ablenkung in einem rotierenden Spiegel beobachten, dessen Achse zu eben dieser Ablenkung parallel ist. Will man davon eine photographische Aufnahme machen, so muß man ferner den Spiegel mittels irgendwelcher synchronen Vorrichtung antreiben, so daß das Bild der entwickelten Figur auf der photographischen Platte genügend lange stationär bleiben kann, um die Exposition zu ermöglichen. Die Synchronismusvorrichtung ist nicht schwer einzurichten, wenn man den gewerblichen Wechselstrom benutzt; wenn man aber eine oszillographische Aufnahme eines Hochfrequenzstromes oder einer Kondensatorentladung mit hoher Frequenz erhalten will, so ist es für gewöhnlich unmöglich, den erforderlichen Synchronismus herzustellen. Wenn man Hochfrequenzströme anwendet, ist die Geschwindigkeit des Lichtfleckes auf dem Fluoreszenzschirm so groß, daß der Kreislauf der Veränderungen, wie ihn die Zeichnung auf dem Schirm wiedergibt, sich viele Hunderttausendmal mit solcher Regelmäßigkeit und Sicherheit wiederholen muß, daß das Bild stets genau in derselben Stellung verbleibt, wenn anders man ein Photogramm erhalten will. Sowohl das wirksame System als auch die Synchronismusvorrichtung stellen sehr hohe Anforderungen.

Die Entwickelung der Zeitachse läßt sich bei dem in Rede stehenden System am wirksamsten durch die sehr einfache Schaltung bewerkstelligen, die im letzten Abschnitt benutzt worden ist. Die elektrostatischen Platten, die eine Ablenkung senkrecht zu den Stromspulen hervorrufen, werden mit den Klemmen des primären Kondensators C_1 verbunden. Während der Pause zwischen den primären Entladungen, während derer sich der primäre Kondensator auflädt, ist die Primärstromstärke Null, und die Haupt- oder Ladestromstärke ist wegen der großen Selbstinduktionen in der Hauptleitung fast vollkommen konstant. Diese gleichförmige Aufladung hat eine gleichförmige Zunahme des Potentials des Kondensators C_1 zur Folge und somit eine gleichförmig entwickelte Zeitachse auf dem Fluoreszenzschirm. Die Schwingungen des Sekundärkreises, oder jegliche durch die primäre Entladung ausgelöste Wirkung, wird infolgedessen in der Weise entwickelt, wie es die unteren Teile der Figuren auf Tafel 4 zeigen.

Diese Anordnung zur Entwickelung der Ablenkung durch den Strom oder das Potential nach der Zeit ist in vielerlei Hinsicht von

größtem Nutzen. Ihre Anwendung werden wir hier dadurch illustrieren, daß wir die Dämpfungskurven für Schwingungen zeigen werden, deren Frequenz zwei Millionen in der Sekunde und darüber beträgt.

Die Figuren *a* und *b* auf Tafel 5 stellen die Dämpfung der Sekundärschwingungen infolge einer Zuschaltung von Widerstand in den Sekundärkreis dar. Die primäre Kapazität und die Verbrauchsstromstärke waren so eingestellt, daß sie große Werte der *I. C. F.* lieferten, damit möglichst viele Sekundärschwingungen in den dargestellten gedämpften Wellenzügen erscheinen möchten. Die Anordnungen für die Figuren auf Tafel 5 waren so getroffen worden, daß jeder einzelne Wellenzug gerade vollendet ist, bevor der nächste beginnt. Die Wellenzüge folgen daher ohne Ruhepause aufeinander. Durch Einstellung der Verbrauchsstromstärke oder der primären Kapazität ist es möglich, die Pause zwischen den primären Entladungen zu verlängern oder zu verkürzen, und durch Veränderung des Widerstandes im sekundären Schwingungskreise kann man die Anzahl der in einem Zuge enthaltenen Schwingungen, oder die Dämpfung nach Belieben verändern. Die Dämpfung ist offensichtlich exponential. entsprechend der bekannten Theorie.

Die Figuren *c* bis *f* auf Tafel 5 und Figur *a* auf Tafel 6 sind dadurch entstanden, daß zu der soeben betrachteten Anordnung der Schwingungskreise noch ein zweiter Sekundärkreis hinzugefügt wurde. der durch die primäre Entladung erregt wurde, und dessen Ablenkungsspule parallel zu jener des ersten Sekundärkreises angeordnet war. Es entsteht somit ein Sekundärsystem mit zwei Perioden, das zwei miteinander induktiv gekoppelte Sekundärkreise besitzt. Die Sekundärschwingung mit zweierlei Perioden liefert die Schwebungen und die merkwürdigen Figuren, die auf den Tafeln abgebildet sind. Die Figuren *c* und *d* beruhen auf der Addition zweier Schwingungen mit sehr verschiedenen Frequenzen. Wie aus der Beschreibung der Figuren ersichtlich sein wird, hat die zweite Schwingung im einen Falle eine mehr als zweimal so große und im anderen Falle eine fast dreimal so große Frequenz wie die sekundäre Hauptschwingung.

Figur *a* auf Tafel 6 zeigt Schwebungen, die mit nahezu ungedämpften Schwingungen aufgenommen worden sind. Die Wellenlängen sind nicht verzeichnet worden, aber sie waren vermutlich von der Größenordnung 100 m.

6. Dämpfung in einem Schwingungskreise, der eine Funkenstrecke enthält.

Wenn die Zerstreuung der Energie in einem Schwingungskreise proportional dem Quadrate der Stromstärke ist, wie es in einem konstanten Widerstande der Fall ist, so ist die Dämpfung exponential. Wenn hingegen der Widerstand eine Funktion der Stromstärke ist, so ist die Energiezerstreuung nicht mehr proportional dem Quadrate der Stromstärke, und die Dämpfung ist nicht mehr exponential. Beispielsweise ist der Widerstand um so größer, je kleiner die durch die Funkenstrecke gehende Stromstärke ist.

Richarz und Ziegler[1]) beobachteten im Jahre 1900 in einem rotierenden Spiegel die geradlinige Ablenkung, die in einer Braunschen Röhre erfolgt, wenn man einen Kondensator rasch durch eine Funkenstrecke und durch die Ablenkungsspule entlädt. Die Frequenz der Schwingungen war sehr niedrig. Wegen der Unmöglichkeit, photographische Aufnahmen zu machen, besitzen wir nur ihre Beschreibung des Vorganges, wie er im rotierenden Spiegel erscheint. Die Figur ähnelte im Aussehen der Rückengräte eines Fisches, oder mit anderen Worten, es zeigte sich eine lange gerade Linie, die von dem unabgelenkten Fleck herrührte, und längs der Linie traten in Zwischenräumen Paare kurzer gerader Linien von gleicher Neigung auf, so wie man die Spitze eines Pfeiles zu bezeichnen pflegt. Die kurzen Linien rührten von den intensiveren maximalen Ablenkungen während eines Wellenzuges her, dessen einzelne Wellen durchaus nicht zu unterscheiden waren. Die Ergebnisse lehrten, daß die von einer Funkenstrecke herrührende Dämpfung nicht exponential ist, sondern angenähert linear.

Zenneck[2]) erhielt im Jahre 1904 einen weiteren experimentellen Beweis für den angenähert linearen Verlauf der von einer Funkenstrecke herrührenden Dämpfung. Er photographierte die lineare Ablenkung und ermittelte durch einen Projektionsvorgang aus den verschiedenen von den abnehmenden Amplituden der Schwingungen herrührenden helleren Flecken die Dämpfungskurven. Zenneck benutzte Frequenzen bis zu 1800 in der Sekunde aufwärts.

Im Jahre 1906 zeigte Heydweiller[3]), daß die von den vorgenannten Forschern gewonnenen Ergebnisse sich theoretisch ableiten lassen. Bei der Ableitung der linearen Dämpfung nimmt Heydweiller

1) F. Richarz und W. Ziegler, Ann. d. Phys. (4) 1, 468, 1900.
2) J. Zenneck, Ann. d. Phys. (4) 13, 822, 1904.
3) R. Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) 19, 646, 1906.

an, daß die Funkenstrecke eine Charakteristik hat, die sich in der Form

$$e = a + \frac{b}{i}$$

ausdrücken läßt; hier ist e die Spannung an der Funkenstrecke, i die durch die Funkenstrecke übergehende Stromstärke, und a und b sind Konstanten. Weiter nimmt Heydweiller an, daß b zu vernachlässigen ist; dadurch reduzieren sich die Bedingungen auf die Annahme einer konstanten Spannung an der Funkenstrecke. Durch Auflösen der Differentialgleichung für die Entladung eines Kondensators durch eine Funkenstrecke mit konstantem Potential erhielt er eine lineare Dämpfung.

Wenn man den sekundären Widerstand in der Anordnung der Schwingungskreise, wie wir sie im letzten Abschnitt zur Erzielung der einfachen Widerstandsdämpfung benutzt haben, durch eine Entladungsfunkenstrecke ersetzt, kann man sehr deutliche oszillographische Aufnahmen der Wellenzüge erhalten, bei denen die Dämpfung durch eine Funkenstrecke verursacht wird. Zwar wird durch die Unregelmäßigkeit, die manchen Metallfunkenstrecken bei Verwendung im Sekundärkreise anhaftet, eine gewisse Unregelmäßigkeit der Oszillogramme hervorgerufen, immerhin kann man gute photographische Aufnahmen erhalten, wie die Figuren auf den Tafeln 6 und 7 zeigen. Um ein Potential zu erhalten, das hinreicht, um die Entladung durch die sekundäre Funkenstrecke zu unterhalten, mußten ein großer primärer Kondensator und eine große Verbrauchsstromstärke angewandt werden, auch mußte das Verhältnis $\frac{N_2}{N_1}$ der sekundären zur primären Windungszahl auf der Spule groß gewählt werden.

Die Figuren b und c auf Tafel 6 zeigen zwei der zuerst aufgenommenen Bilder und veranschaulichen die lineare Dämpfung recht gut. Die Länge der Funkenstrecke war sehr klein; die Elektroden bestanden aus Aluminium.

Eine weitere Untersuchung lehrte, daß der Wellenzug ein ganz verschiedenes Aussehen annahm, je nachdem sich die Entladung als ein reiner Bogen oder als eine Funkenentladung klassifizieren ließ. Wenn die Entladung ein reiner Bogen ist, so sind die einzelnen Schwingungen regelmäßig und praktisch sinusförmig, und die Dämpfung ist immer noch linear. Wenn sich die Entladung als eine Funkenentladung darstellt, ist die Dämpfung zwar linear, aber die einzelnen Schwingungsschleifen sind verzerrt, wie sich gleich zeigen wird.

Figur *d* auf Tafel 6 stellt die Verhältnisse für den Fall dar, daß die Elektroden der sekundären Entladungsfunkenstrecke aus Kohle bestehen. Die Entladung war ruhig und sehr glänzend und ähnelte geradezu dem reinen Kohlelichtbogen, der indessen mit einer Frequenz von $5{,}7 \cdot 10^5$ Schwingungen in der Sekunde brannte.

Figur *e* auf Tafel 6 gibt das Aussehen des Oszillogrammes für den Fall wieder, daß die Elektroden aus Aluminium in Luft bestehen. In diesem Falle war die Entladung, ebenso wie bei den Figuren *b* und *c*, vermutlich ein reiner Bogen, infolge der Kohle und sonstiger Verunreinigungen im Aluminium. Dem Aussehen nach war die Entladung glänzend und dem Kohlebogen ähnlich.

Magnesiumelektroden liefern für gewöhnlich die Entladungsform des reinen Bogens für die Dämpfungskurve, vermutlich wegen der in der Entladung vorhandenen großen Menge Magnesiumdampf, oder möglicherweise wegen der Verbrennung des Magnesiums zu Oxyd.

Figur *f* auf Tafel 6, sowie die Figuren auf Tafel 7 geben das Aussehen der Oszillogramme der Funkenentladung wieder. Wenn die Temperatur der Entladung niedrig gehalten wird, wird die Leitfähigkeit der Funkenstrecke während der Pause mit der Stromstärke Null nicht durch das Vorhandensein glühenden Metall- oder Kohledampfes aufrecht erhalten, und der hohe Widerstand der Funkenstrecke stellt sich teilweise bei jedem Durchgang der Stromkurve durch die Achse ein. Hierdurch wird eine erneute Ionisierung des Gases beim Beginn einer jeden Stromschleife, oder die Durchbrechung einer etwaigen Oxydschicht erforderlich, und infolgedessen wird die Welle in der Nachbarschaft der Achse verzerrt, wie es die Figuren zeigen.

Die allgemeine Gestalt der Kurve für die Funkendämpfung, wie sie in den photographischen Aufnahmen angedeutet ist, war zuweilen für einen Augenblick auf dem Fluoreszenzschirm deutlich ausgezeichnet und wird durch die Zeichnung in Figur 18 wiedergegeben. Anscheinend beginnen in einigen der Photogramme die Schleifen zeitlich vor dem Aufhören der vorhergehenden Schleife. Dieses scheinbare Paradoxon rührt von der geringen Verschiebung der Zeitachse her, die eine Folge der Rückwirkung der kräftigen sekundären Entladungen auf das Potential des primären Kondensators ist.

Die oszillographischen Photogramme der Funkendämpfung, die hier wiedergegeben sind, wurden der größeren Regelmäßigkeit der Entladung zwischen Aluminiumelektroden wegen mit Elektroden aus diesem Metall aufgenommen. Ich habe viele andere Metalle versucht, so z. B. Kupfer, Cadmium, Zink u. a. m., und die Schwingungen nahmen

praktisch in jedem Falle, wo die Entladung eine Funkenentladung war, dieselbe Gestalt an, wie sie Figur 18 zeigt.

Wenn eine der Elektroden aus Kohle oder Magnesium besteht, so haben die Stromschleifen auf der einen Seite der Achse die reine Bogenform, während die auf der anderen Seite die Funkenentladungsform haben.

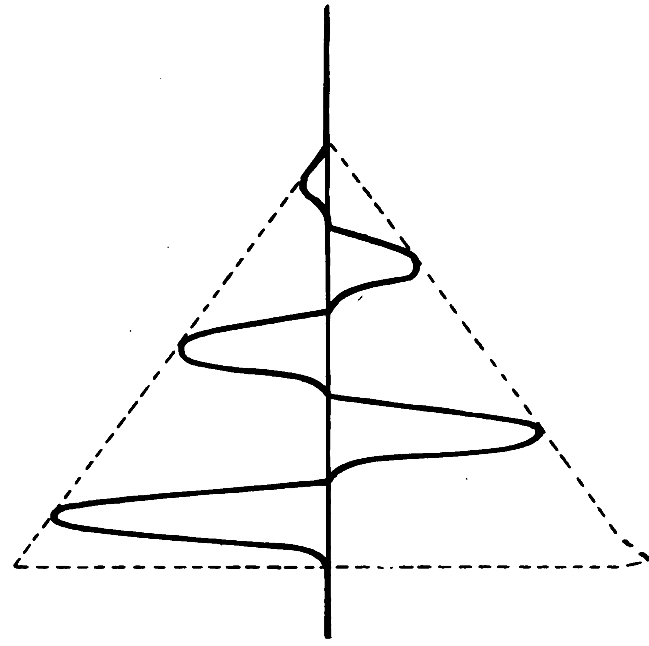


Fig. 18. Gestalt der Dämpfungskurve der Funkenstrecke.

Wenn die Elektroden ungleich sind, so sind für gewöhnlich Anzeichen einer Gleichrichterwirkung vorhanden. Dies ist besonders dann der Fall, wenn die eine Elektrode aus Aluminium besteht und die andere aus Kupfer oder Eisen. Figur *d* auf Tafel 7 zeigt diese Gleichrichterwirkung.

Die Wirkung von Wasserstoff auf die Entladung zeigen die Figuren *e* und *f* auf Tafel 7, die unter denselben Verhältnissen aufgenommen wurden, nur daß im Falle der Figur *f* der Wasserstoff die Funkenelektroden umgab. Der Wasserstoff dient in diesem Falle hauptsächlich dazu, die Funkenentladung an Stelle der Bogenentladung zu gewährleisten, und vermehrt vermutlich die Dämpfung.

Das äußere Aussehen der Entladung ist keineswegs ein Anzeichen dafür, ob das Oszillogramm die Bogen- oder die Funkenform annimmt. Die Gestalt des Oszillogrammes dient als bequemes Unterscheidungsmittel zwischen der reinen Bogenentladung und der Funkenentladung, wenn man die Ausdrücke „Bogen“ und „Funke“ auf Entladungen anwendet, die bei Wechselströmen vor sich gehen. Die Entladung der Cu-Al-Schwingungsfunkenstrecke, die in der vorliegenden Arbeit untersucht worden ist, kann gemäß dieser Definition nicht als Bogen bezeichnet werden, sondern ist eine Funkenentladung.

Die hier wiedergegebenen Photogramme der Dämpfung einer Funkenstrecke liefern keineswegs eine erschöpfende Diskussion des Gegenstandes; sie sollen vielmehr einen weiteren Beweis für das Vorhandensein linearer Dämpfung in einem Schwingungskreise erbringen, der eine Funkenstrecke enthält, und sollen zeigen, daß es, je nach der Natur der Funkenstrecke, zwei verschiedene Formen der Wellenzüge gibt.

7. Bemerkungen über den Mechanismus der Leitung in der Cu-Al-Funkenstrecke.

Über die genaue Natur der Leitung, die in der in Rede stehenden Funkenstrecke vor sich geht, und über die Rolle, die der notwendige Wasserstoff dabei spielt, läßt sich einstweilen sehr wenig aussagen. Es lassen sich keine Schwingungen erhalten, wenn die Funkenstrecke nicht in irgendein an Wasserstoff reiches Gas eintaucht, aber Wasserstoff allein liefert bei weitem die besten Ergebnisse. Auf alle Fälle muß das Gas feucht sein. Wie zu Anfang des ersten Teiles dargetan worden ist, ist das Fehlen von Metalldampf ein Zeichen dafür, daß die Leitung vermutlich ganz und gar unter dem Einflusse der Ionisierung des umgebenden Gases steht. Da, wie gleichfalls beobachtet worden ist, das als Anode benutzte Metall für die Arbeitsweise der Funkenstrecke sehr wenig Unterschied macht, und da Aluminium das einzige Metall ist, das überhaupt als Kathode gut arbeitet, so können wir mit Sicherheit sagen, daß es die Aluminiumkathode in Verbindung mit dem Wasserstoff ist, die die charakteristischen Eigenschaften der Schwingungsfunkenstrecke bewirkt, die im vorstehenden teilweise untersucht worden ist. Es mag an dieser Stelle erwähnt werden, daß Magnesium bis zu einem gewissen Grade als Kathode wirksam ist, aber wegen seines niedrigen Verdampfungspunktes sehr unregelmäßig und unbefriedigend arbeitet. Die Entladung ist in diesem Falle intensiv grün und zeigt eine Verdampfung.

Die Tatsache, daß Feuchtigkeit im Wasserstoff notwendig ist, ist ein Zeichen dafür, daß eine Oxydation des Aluminiums bei der Wirkung eine gewisse Rolle spielt. Die Notwendigkeit einer Wasserstoffatmosphäre führt zu der Vermutung, daß vielleicht eine Reduktion der stets vorhandenen Aluminiumoxydschicht zu irgendeiner Zeit während des Kreisprozesses stattfinden dürfte, und daß möglicherweise ein zyklischer Wechsel von Oxydation und Reduktion des Aluminiums vorliegt, der durch die Temperatur zu verschiedenen Zeitpunkten während einer primären Entladung bestimmt wird. Beispielsweise könnte vielleicht eine Wirkung folgender Art stattfinden: Zu Beginn der Entladung macht die dünne Oxydschicht ein hohes Durchbruchspotential für die Einleitung einer Entladung erforderlich. Sobald jedoch die Entladung eingeleitet ist, werden Wasserstoffionen an die Aluminiumkathode übergeführt und reduzieren, da die Atmosphäre rings um die Elektrode aus Wasserstoff besteht, die Oxydschicht. Hierdurch wird die freie Oberfläche des Aluminiums exponiert, und der Widerstand sinkt auf einen niedrigen Wert. Diese Reduktion würde um so stärker sein, je größer die Stromstärke ist, und die Folge davon würde die sehr rasche Abnahme des Widerstandes sein, die sich in den Kurven der Figur 16 zeigt. Sobald die Entladung aufhört, oxydiert sich das Aluminium teilweise von neuem und stellt dadurch den anfänglichen hohen Widerstand wieder her.

Es ist wahrscheinlich, daß die Regelmäßigkeit der Funkenstrecke zum Teil auf dem Umstande beruht, daß die Entladung einige Zeit hindurch an einem bestimmten Punkte auf dem Aluminium vor sich geht, und daß diese Begrenzung der Entladung auf eine Stelle möglicherweise eine Folge der schützenden Oxydhaut über der übrigen Oberfläche ist.

Dritter Teil.

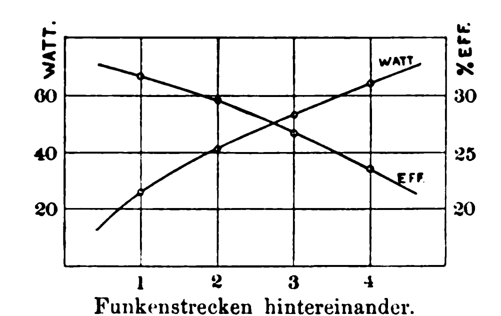
Praktische Erwägungen und Anwendungen.

1. Praktische Erwägungen.

Vom praktischen Gesichtspunkte aus konzentriert sich das Interesse auf die Frage nach der Energiemenge, die man aus dem System erhalten kann. Die Funkenstrecke ist kein Generator von hoher Leistungsfähigkeit für elektrische Schwingungen; ihre Vorzüge liegen in der Einfachheit und der Regelmäßigkeit. Die Bedingungen für die maximale Leistung haben wir im ersten Teile betrachtet, und dort

haben wir gesehen, daß die größte Energiemenge, die wirksam aus einer Funkenstrecke erhalten werden kann, bei einer Wellenlänge von 100 m ungefähr 40—45 Watt beträgt. Es ist wahrscheinlich, wenngleich bis jetzt noch keine ausführlichen Versuche angestellt worden sind, daß sich bei größeren Wellenlängen eine höhere Leistung erzielen läßt.

Wenn man größere Energiemengen verlangt, kann man mit Vorteil in Reihe geschaltete Funkenstrecken benutzen. Zwei Funkenstrecken arbeiten bei 500 Volt vollkommen, und drei Funkenstrecken gut, und zwar mit stark erhöhter Energieausbeute. Vier Funkenstrecken



Funkenstrecken hintereinander.

Fig. 19. Hintereinandergeschaltete Funkenstrecken.

wurden mit 1000 Volt in befriedigender Weise betrieben; aber im allgemeinen muß man ein kleines Opfer an Regelmäßigkeit des Betriebes bringen, wenn man die Anzahl der hintereinander geschalteten Funkenstrecken erhöht.

Die beim Betriebe hintereinander geschalteten Funkenstrecken mit einer bestimmten Verbrauchsstromstärke gewonnene Energiemenge ist nicht direkt proportional der Anzahl der Funkenstrecken. Wenn man zwei Funkenstrecken hintereinander betreibt, so ist die Energieausbeute fast doppelt so groß wie bei einer Funkenstrecke. Wenn man mehr Funkenstrecken hintereinander schaltet, so ist der Energiegewinn viel kleiner, und je größer die Anzahl der Funkenstrecken ist, um so kleiner ist der Gewinn der Energieausbeute.

Die durchschnittliche Spannung an einer Funkenstrecke liegt zwischen 90 und 150 Volt, beträgt aber unter den meisten Verhältnissen etwa 100 Volt. Wenn man bei konstanter Stromstärke die Anzahl der hintereinander geschalteten Funkenstrecken vermehrt, so ist die Spannung an der Reihe praktisch proportional der Anzahl der Funkenstrecken.

Der Wirkungsgrad des Systems beim Betriebe hintereinander ge-

schalteter Funkenstrecken nimmt mit zunehmender Anzahl der Funkenstrecken ab.

Die nachstehende Tabelle und die Kurven der Figur 19 geben eine Vorstellung von dem Erfolg einer Erhöhung der Anzahl in Reihe geschalteter Funkenstrecken. Die Werte für den Nutzeffekt und die Energieausbeute können einigermaßen irreführend sein, weil die Einstellungen nicht auf die Bedingungen höchster Energie und höchsten Nutzeffektes vorgenommen sind. Indessen dürfte sich die allgemeine Gestalt der Kurven als interessant erweisen:

Anzahl der Funkenstrecken	I_0	E	R	$I \cdot R$	Nutzeffekt
1	0,55	145	15,9	25,5	32,5 %
2	0,55	260	15,9	39,3	27,5 %
3	0,55	360	15,9	55,0	27,0 %
4	0,55	500	15,9	64,8	23,6 %

Wie im ersten Teile festgestellt worden ist, gestattet eine passende Wahl der Dynamo, den äußeren Widerstand zu vernachlässigen. Die so zu verwendende Dynamo muß durch eine sehr rasch abfallende Spannungs-Stromstärkekurve charakterisiert sein, damit die Spannung zunimmt, wenn die Entladung aufzuhören strebt. Die hohe Spannung eines solchen Generators bei offenem Kreise dient gleichfalls dazu, die Funkenstrecke oder die Funkenstrecken automatisch anzulassen.

2. Anwendungen.

Ich könnte wohl von verschiedenen Anwendungen der kontinuierlichen Schwingungen reden, doch will ich nur drei erwähnen, und zwar: die Verwendung des Schwingungssystems in Verbindung mit einer Braunschen Röhre zu Demonstrationszwecken, die Eichung eines Wellenmessers mit Hilfe der Oberschwingungen, und die Telegraphie und Telephonie ohne Draht.

Die Einfachheit und Bequemlichkeit des Systems als Generator für kontinuierliche Schwingungen hoher Frequenz machen den Apparat besonders geeignet für die Verwendung zu Demonstrationszwecken und im Laboratorium. Besonders wertvoll ist das System, wenn man es in Verbindung mit einer Braunschen Röhre verwendet, denn mit einer solchen Ausrüstung kann man viele elektrische Schwingungsvorgänge sichtbar machen, beispielsweise die Dämpfung durch einen Widerstand, die Dämpfung durch die Strahlung in einer Antenne u. a. m.

Wie im zweiten Teile gezeigt worden ist, kann man zwei Sekundärkreise von verschiedener Periode schwingen lassen, wobei das genaue Verhältnis der Schwingungszahlen direkt durch die entstehenden Lissajouschen Figuren gegeben wird. Wenn man dann die Periode eines der Sekundärkreise festlegt und auf irgendeine Weise genau bestimmt, so wird die Periode des zweiten, veränderlichen Sekundärkreises als Funktion jener der ersten als Einheit gegeben. Auf diese Weise kann man bei geeigneter Einstellung eine große Anzahl bestimmter Perioden erhalten und eine genaue Eichung eines Wellenmessers ausführen[1]).

Das System kann natürlich leicht für radiotelegraphische Zwecke verwendet werden, vorausgesetzt, daß man irgendeine Vorrichtung, beispielsweise einen Unterbrecher, anwendet, um die kontinuierliche Energieübertragung hörbar zu machen. Eine einzige mit 0,5 bis 0,8 Amp. betriebene Funkenstrecke wird zweifellos bis auf 70 Meilen[2]) übermitteln und dabei gegenüber den übrigen Systemen manche Vorteile bieten. Zu den Vorzügen hohen Nutzeffektes, einer einzigen Wellenlänge usw. kommt der große Gewinn an Einfachheit und Regelmäßigkeit und der Vorteil, daß man stundenlang unmittelbar mit der gewöhnlichen gewerblichen Spannung arbeiten kann, ohne besondere Aufmerksamkeit darauf verwenden zu müssen.

Eine der interessantesten Anwendungen der Aluminium-Kupfer-Funkenstrecke ist ihre erfolgreiche Benutzung bei der Telephonie ohne Draht. Herr Professor G. W. Pierce und ich haben den Apparat im Hinblick auf die Telephonie ohne Draht einer gründlichen Prüfung unterworfen und haben Unterhaltungen von mehreren Stunden Dauer hintereinander zwischen zwei voneinander entfernten Stationen geführt, und zwar mit praktisch vollkommener Artikulation. Es hat sich ergeben, daß die bemerkenswerte Konstanz und Regelmäßigkeit des Systems als Generator kontinuierlicher Schwingungen von großem Werte für die drahtlose Übermittelung des gesprochenen Wortes ist. Dieser Punkt wird vermutlich den Gegenstand einer späteren Mitteilung bilden.

Jefferson Physical Laboratory, Harvard University, Cambridge, Mass.

(Nach Proc. Am. Ac. **47**, 267—312, 1911 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

1) Nach einem Vorschlage des Herrn Prof. G. W. Pierce.
2) 1 amerikanische Meile = 1,609 km. (D. Übers.)

(Eingesandt 1. Juli 1912.)

Adresse des Verfassers: Jefferson Physical Laboratory, Harvard University, Cambridge, Mass.

Über die wechselseitige Beeinflussung zweier benachbarter Antennen.

(Sur l'influence réciproque de deux antennes voisines.)

Von **C. Tissot.**

Eine kürzlich erschienene Mitteilung des Herrn Meslin[1]) hat die Aufmerksamkeit auf die Beeinflussungserscheinungen gelenkt, die zwischen zwei benachbarten Empfangsantennen auftreten.

Wir haben bei den Versuchen, die wir früher ausgeführt haben und über die wir zum Teil berichtet haben[2]), Gelegenheit gehabt, ganz analoge Erscheinungen zu beobachten.

Wir beabsichtigten, die Resonanzkurve einer Sendeantenne mit direkter Erregung aufzunehmen und dabei als Resonator die Empfangsantenne A selbst zu benutzen, deren Länge wir veränderten, und in die ein Bolometer a eingeschaltet war. Um die Konstanz der Emissionen zu kontrollieren, benutzten wir zuerst als Anzeiger eine der Antenne A benachbarte feste Antenne B, die auf die Emission abgestimmt und mit einem zweiten Bolometer, b, verbunden war.

Wir hatten aber auf die Benutzung dieser Kontrollvorrichtung, zum mindesten in dieser Gestalt, verzichten müssen, weil die Ausschläge des Bolometers b der festen Antenne B von der Emission unabhängige Änderungen erfuhren, einfach infolge der Änderung der Länge der veränderlichen Antenne A.

Wir beobachteten, daß, wenn die Antennen A und B beide einfach waren, die von der festen Antenne B aufgefangene Energie durch einen Mindestwert hindurchging, wenn man die benachbarte Antenne A in Resonanz brachte, daß aber, wenn die veränderliche Antenne A mehrfach war, das von der einfachen Antenne B aufgenommene Energiemindestmaß einer gewissen Verstimmung der Antenne A entsprach.

Diese alten Beobachtungen stimmen gut mit denen des Herrn Meslin überein.

A priori erklärt sich der erste Effekt leicht aus der Beobachtung, daß die Antenne A für sich der Energie des Feldes einen um so größeren Teil entzieht, je näher sie der Resonanz kommt, wodurch der von B aufgefangene Teil der Energie um ebensoviel vermindert wird.

1) C. R., 17. Februar 1913.

2) „Sur la résonance des systèmes d'antennes", Ann. de Ch. et de Phys. (8) 7, 463, 1906.

Aber das ist nur eine erste Annäherung.

Die beobachtete Erscheinung hängt nämlich sowohl von der seitens jeder der Antennen aufgefangenen Energiemenge ab, als auch von der Veränderung, die jede von ihnen dem ursprünglichen Felde durch ihre Eigenstrahlung aufzwingt.

Nun ist die Strahlung einer Antenne (und umgekehrt ihr Absorptionsvermögen) eng mit den elektrischen Dimensionen dieser Antenne verknüpft.

Sie hängt insbesondere von dem Faktor $\dfrac{1}{L\dfrac{l}{\varrho}}$ ab (l = Länge der Antenne, ϱ = Halbmesser der Antenne), der in den Ausdruck für das Feld in unmittelbarer Nachbarschaft eines linearen Oszillators eingeht[1]).

Weil nun dieser Faktor für eine mehrdrähtige Antenne einen größeren Wert hat als für eine einfache, nimmt eine mehrfache Antenne, wie wir dies auch an anderer Stelle[2]) gezeigt haben, eine größere Energiemenge auf als eine einfache Antenne.

Bei unseren Versuchen, bei denen wir die Änderung der Periode des Systems durch direkte Änderung der Antennenlänge erhielten, wird der Grund für die Dissymmetrie sogleich klar.

Man sieht nämlich, daß eine der Verstimmungen, und zwar die Verstimmung über den Einklang hinaus, zwei Wirkungen hervorruft, die das veränderliche System weniger stark absorbierend zu machen streben, und zwar einmal, weil sie es von der Resonanz entfernt, dann, weil sie im Sinne einer Vergrößerung des Verhältnisses l/ϱ wirkt.

Die andere Verstimmung hingegen, nämlich die vor dem Einklang, macht das System fast immer weniger stark absorbierend, indem sie es aus der Resonanz bringt, strebt aber, es dadurch stärker absorbierend zu machen, daß sie im Sinne einer Verminderung des Verhältnisses l/ϱ wirkt.

Sonach ist die Dissymmetrie die Regel, und das Minimum des Empfanges bei der abgestimmten festen Antenne wird selbst bei zwei identischen Empfangsantennen nicht genau bei der Resonanz der veränderlichen Antenne auftreten, sondern bei einer kleinen Verstimmung dieser Antenne.

In dem Falle, wo wir die Periode durch Einschalten einer Selbst-

1) H. Poincaré, „Conférences sur la T. S. F. à l'École supérieure de Télégraphie". (Ausgabe von La Lumière électrique, S. 61.)

2) C. Tissot, Ann. de Ch. et de Phys. (8) 7, 511, 1906.

induktionsspule verändern, werden wir zu einer analogen Deutung geführt, die besonders einfach wird, wenn wir den Strahlungswiderstand der Antenne berücksichtigen.

Man findet nämlich, daß die Störung, die eine Empfangsantenne (mit zu vernachlässigendem Ohmschen Widerstand) in dem auftreffenden Felde hervorruft, der Größe

$$\sqrt{1+\left[\frac{L\omega}{R_e}\left(1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)\right]^2}$$

umgekehrt proportional ist. Hier bezeichnet ω_0 die Frequenz der einfallenden Welle, ω die Frequenz der freien Schwingung der erregten Antenne, L die effektive Selbstinduktion des Empfangssystems, und R_e seinen Strahlungswiderstand[1]).

R_e ändert sich proportional dem Quadrate des Verhältnisses l/λ zwischen der wahren Länge der Antenne und der Wellenlänge des Systems. Wenn man andererseits durch eine Zuschaltung von Selbstinduktion eine Antenne verändert, so ändert sich $L\omega$ merklich wie $\sqrt{L}$.

Also:

Durch Erhöhen der Selbstinduktion (Verstimmung über den Einklang hinaus) erhöht man zugleich $\left(1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)$ und $\frac{L\omega}{R_e}$.

Durch Verringern der Selbstinduktion (Verstimmung von dem Einklang) erhöht man die Größe $\left(1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)$, vermindert aber $\frac{L\omega}{R_e}$.

Infolgedessen muß ein dem weiter oben beschriebenen analoges Phänomen entstehen.

Damit dieses jedoch merklich wird und zu einer deutlich wahrnehmbaren Unsymmetrie führt, muß man bei der Beeinflussung der betreffenden Regulierungsselbstinduktionen an einer der Antennen eine größere Änderung von $\frac{L\omega}{R_e}$ hervorbringen als an der anderen. Das geschieht eben, wenn man nebeneinander eine einfache und eine mehrfache Antenne hat, das heißt zwei Systeme, bei denen der Faktor $\frac{L\omega}{R_e}$ sehr verschiedene Werte hat.

(Nach C. R. **156**, 770—772, 1913, aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

1) Rüdenberg, Ann. d. Phys. (4) **25**, 446, 1908 und Jahrb. **6**, 170, 1912/13.

(Eingesandt 1. Mai 1913.)

Adresse des Verfassers: Laboratoire central de la Marine
11, Boulevard Morland, Paris.

Referate.

H. Dieckmann, Experimentelle Untersuchungen aus dem Grenzgebiet zwischen drahtloser Telegraphie und Luftelektrizität. (Schluß.)

Die Ablagerung radioaktiver Substanzen der im Erdfeld hängenden Antenne nähert sich nach etwa 2 Stunden dem stationären Zustande, der nach ca. 4 Stunden eintritt. Bei zweistündiger Aktivierung sind etwa 92 % des Maximalwertes erreicht und es ergibt sich die Zahl der pro cm^3 und sec im Feld erzeugten Ionen q' zu

$$q' = 8{,}92 \cdot 10^4 \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^3 \text{ sec}}$$

Für die Abklingungskurven der radioaktiven Induktionen, die bei der Beschickung des Drahtes mit Hochfrequenz niedergeschlagen wurden, ergaben sich die in Tabelle 5 verzeichneten Anfangswerte.

Tabelle 5.
Aktivierung bei Hochfrequenz.

Aktivierungsdauer T	Zahl der pro cm^3 und sec im Feld erzeugten Ionen q'
20 min	$1{,}45 \times 10^4$
60 »	$1{,}45 \times 10^4$ (?)
100 »	$2{,}68 \times 10^4$
120 »	$1{,}58 \times 10^4$

Es ergibt sich daraus, daß entgegen der ursprünglichen Erwartung einmal die niedergeschlagenen Mengen stets kleiner sind, als wenn der Draht gleich lange ohne Hochfrequenz exponiert war und daß zweitens die niedergeschlagenen Mengen bei zunehmender Expositionsdauer nicht viel größer werden.

Die Frage, inwieweit ein vorher allein im Erdfeld aktivierter Draht durch die Beschickung mit Hochfrequenz von der Aktivität befreit werden kann, mit anderen Worten inwieweit sich eine Antenne nach längerem Senden anders verhält als zuvor, wurde nicht untersucht.

Das bisherige Material reicht immerhin aus, über den Zustand der Luft in der Umgebung einer Antenne einige Aussagen machen zu können. Wenn man annimmt, daß die Reichweite der für die Ionisation fast ausschließlich in Frage kommenden α-Teilchen maximal 5 cm beträgt, so ist der durch die radioaktiven Anreicherungen be-

einflußte Raum durch einen Luftzylinder gegeben, der koaxial mit diesem Halbmesser den Draht umgibt. An den oberen Teilen des Drahtes werden die Anreicherungen stärker sein als an den unteren.

Unter Berücksichtigung dieses Umstandes ergibt sich eine Leitfähigkeit der Luft in der Nähe der Oberfläche der Antennendrähte vom Werte ca. 80×10^{-4} statische Einheiten.

Die Strömungserscheinungen in der Antenne.

Der in einer geerdeten Antenne bei Schönwetterlage und Windstille fließende Strom von Gleichstromcharakter I wird sich darstellen lassen als eine Summe

$$I = I_1 + I_2 + \ldots + I_n \quad (1)$$

deren einzelne Glieder I_1 bis I_n verschiedene Ursachen haben und in verschiedener Weise von den Dimensionen der Antenne abhängen. Nach dem jetzigen Stande der Erfahrung kann man etwa drei derartige Glieder für Schönwetterlage abschätzen, dazu können aus bestimmten Anlässen weitere Störungsglieder treten.

Ausgleichsstrom gegen Erde.

Ist die Luft ionisiert, so bilden die auf der Antenne mündenden Kraftlinien die Strömungslinien des aus der Atmosphäre gegen Erde gerichteten Stromes. Alle auf der Antenne mündenden Strömungslinien liegen bei sonst ungestörtem Felde innerhalb einer Fläche, deren Inhalt mit der Antennenhöhe wächst. Die Diagramme des Feldverlaufes ergeben, daß der Antennenluftquerschnitt für die Linearantenne und Schirmantenne je ein Kreis von einem Durchmesser nahezu gleich der Höhe der Antenne resp. bei der Schirmantenne gleich der vierfachen Höhe der Antenne ist. Bezeichnet man dann mit i den normalen vertikalen Leitungsstrom pro cm^2 und mit l die Höhe der Antenne, so gilt für den Strom in der Erdleitung:

$$\underset{\text{Linearantenne}}{I_1} = \frac{\pi}{4}\, i\, l^2 \text{ Amp.} \quad (2a)$$

und

$$\underset{\text{Schirmantenne.}}{I_1} = \pi\, i\, l^2 \text{ Amp.} \quad (2b)$$

Abhängig ist dieser Strombetrag in hohem Grade von dem Drahtmaterial und der Oberflächenbeschaffenheit der Antenne.



Kollektorstrom.

Besitzt das Medium um die Antenne keine Leitfähigkeit, so kann sich trotzdem ein Leiter mit seiner Umgebung elektrisch ausgleichen. Alle Spitzen und scharfen Kanten des Leitergebildes, sowie die niedergeschlagenen radioaktiven Substanzen geben Anlaß zur Entstehung eines Kollektorstromes. Das Glied I_2 zerfällt also der Hauptsache nach in zwei Teilglieder I_{21} und I_{22}.

Der Wert des Kollektorteilstromes I_{21} wird in erster Näherung wegen der Feldstörung der Höhe der Antenne l proportional sein; er wird weiter abhängen von dem jeweiligen Überschuß des Potentialgefälles $\frac{dV}{dh}$ über einen unwirksam bleibenden Betrag a und endlich einem Faktor A_1, der die Antennenoberfläche hinsichtlich ihrer Spitzen charakterisiert, so daß näherungsweise gilt

$$I_{21} = A_1 \cdot l \cdot \left(\frac{dV}{dh} - a\right) \text{ Amp.} \tag{3}$$

A_1 erhält somit die Dimensionen einer Leitfähigkeit und kann experimentell abgeschätzt werden.

Die niedergeschlagenen radioaktiven Substanzen bewirken wie ein Poloniumkollektor einen raschen Ausgleich. Die radioaktiven Induktionen wandern gleich den positiven Ionen längs den Strömungslinien auf die Oberfläche des Antennenleiters.

Bedeutet A_2 den Sättigungsstrom, den die durch den Quadratzentimeter des Luftquerschnittes gehenden radioaktiven Induktionen beim Zerfall im Gleichgewicht aufrecht erhalten können, so gilt für diesen Teil des Kollektorstromes

$$\underset{\text{Linearantenne}}{I_{22}} = \frac{\pi}{4} \cdot l^2 \cdot A_2 \tag{4a}$$

und

$$\underset{\text{Schirmantenne}}{I_{22}} = \pi \cdot l^2 \cdot A_2 \tag{4b}$$

Hallwachsstrom.

Ein Glied I_3 ist der Hallwachsstrom, der durch das Austreten negativer Ladungen aus der bestrahlten Metalloberfläche gebildet wird. In gewisser Näherung wird gelten

$$J_3 = \frac{0}{2} A_3 \, H \text{ Amp.}, \tag{5}$$

wobei A_3 den pro cm² in den bestrahlten Teil der Oberfläche tretenden Strom bei einer mittleren Flächenhelligkeit von H Einheiten bedeutet. Nachts bei $H = 0$ wird das Glied, das stets aus der Atmosphäre gegen Erde fließende Ströme angibt, verschwinden.

Gesamtstrom.

Sieht man von Störungen ab, so ergibt sich als Strom im Erdungsquerschnitt nach dem vorangehenden folgender Näherungsausdruck: für eine Linearantenne

$$I_L = \frac{\pi}{4} l^2 i + \left(A_1 \, l \frac{dV}{dh} + A_2 \frac{\pi}{4} l^2\right) + \frac{O}{2} A_3 H \,\text{Amp.} \qquad (6\,a)$$

oder für eine Schirmantenne

$$I_S = \pi \, l^2 i + \left(A_1 \, l \frac{dV}{dh} + A_2 \, \pi \, l^2\right) + \frac{O}{2} A_3 H \,\text{Amp.} \qquad (6\,b)$$

Für die Gräfelfinger ca. 45 m hohe Schirmantenne $i = 2 \cdot 10^{-16}$ ist nach (2b) für I_1 ein Strom zu erwarten vom Betrage

$$I_1 = 1{,}27 \cdot 10^{-8} \text{ Amp.}$$

der Sättigungsstrom I' ergibt sich für die 40 m hohe Linearantenne zu

$$\underset{\text{Linearantenne}}{I'} = 1{,}64 \cdot 10^{-11} \text{ Amp.}$$

Daraus findet man A_2 zu

$$\underset{\text{Linearantenne}}{A_2} = \frac{4 \cdot 1{,}64 \cdot 10^{-11}}{\pi \cdot 4000^2} = 1{,}31 \cdot 10^{-18}$$

Mit Hilfe von Formel (4b) kann man jetzt die den Betrag I_{22} für die betreffende Schirmantenne durch Einsetzen von $A_2 = 1{,}31 \cdot 10^{-18}$ angenähert finden. Es ist

$$I_{22} = 1{,}31 \cdot 10^{-18} \cdot \pi \cdot 45000^2 = 0{,}83 \cdot 10^{-10} \text{ Amp.}$$

Das heißt: der von den niedergeschlagenen radioaktiven Substanzen unter dem Einfluß des Erdfeldes aufrechterhaltene Kollektorteilstrom beträgt weniger als 1% vom Ausgleichstrom. Es hat also den Anschein, daß man in der Praxis das Glied I_{22} als klein gegen I_1, vernachlässigen kann.



Registrierung des Antennenstromes.

An dieser Stelle sind die Ergebnisse der Messungen mitgeteilt, die sich speziell auf die Antennenströme mit Gleichstromcharakter und ihren Zusammenhang mit dem Potentialgefälle beziehen.

Die Schaltungen für die Antennenstrommessungen sind in Fig. 12 angegeben. Das eine der in Hütte 4 untergebrachten Edelmannsche Drehspulengalvanometer liegt direkt oder mit einem Nebenschluß in der Erdleitung der Schirmantenne. Bei einem großen Teil der so angestellten Versuche lag parallel zum Galvanometer eine Kontaktuhr, die allstündlich einmal 2 Minuten lang die Galvanometerzuleitungen kurz schließen und so die Basiswerte für die Galvanometerausschläge erkennbar machen konnte.

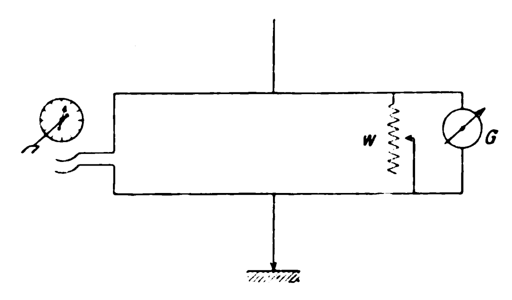


Fig. 12. Antennenstromregistrierung.

Mit dieser Anordnung wurden 30 brauchbare Tageskurven aufgenommen; um eine Vorstellung des Kurvencharakters zu geben, zeigt



Fig. 13. Antennenstrom.

Fig. 13, die Pause einer typischen Stromkurve. Der Verlauf ist im allgemeinen ziemlich veränderlich, es wechseln momentane Ablenkungen und Unruhen mit dauernden Ausschlägen.

Sind offensichtlich keine Störungsn vorhanden, so beträgt der

dauernde leidlich konstante Ausschlag im Mittel etwa 2 mm, selten überschreitet er 3 mm. Diese Ausschläge würden Strömen von ca. $1{,}5 \times 10^{-8}$ und $2{,}2 \times 10^{-8}$ Amp. aus der Atmosphäre gegen Erde entsprechen. Ein derartiger Wert würde sich verhältnismäßig sehr gut mit dem aus dem normalen vertikalen Leitungsstrom geschätzten Betrag für I_1 von $1{,}27 \times 10^{-8}$ Amp. vertragen.

Abhängigkeit des Kollektorstromes vom Potentialgefälle.

Zur Klärung des Zusammenhanges zwischen Stromschwankungen und Potentialgefälle wurden gleichzeitig in Hütte 7 Registrierungen des Potentialgefälles vorgenommen. Um wieder ein charakteristisches Beispiel zu geben, ist in Fig. 14 oben die Pause einer Potentialkurve

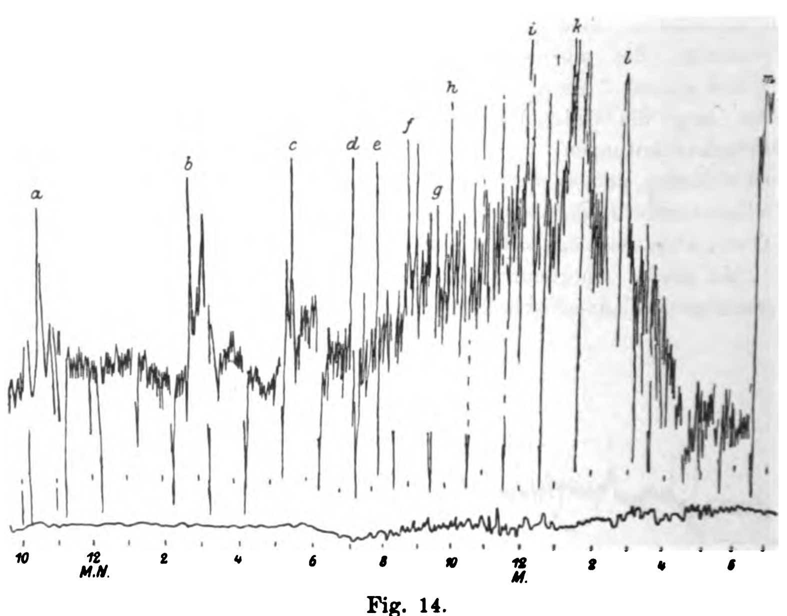


Fig. 14.

dargestellt. Das Elektrometer war nicht direkt auf Hochspannung geeicht.

Ein Vergleich der täglichen Kurvenblätter von Antennenstrom und Potentialgefälle zeigt, obwohl beide Messungen in 360 m Abstand vorgenommen wurden, sehr deutliche Zusammenhänge. Positiven Werten des Potentialgefälles entsprechen positive Stromwerte, bei Umkehr des Gefällevorzeichens kehrt im allgemeinen auch der Strom seine Richtung

um. Ebenso sind Störungen, besonders lebhafte Ausschläge, meist auf beiden Blättern gleichzeitig angegeben. Zwingende Geestzmäßigkeiten zwischen den Ausschlägen hier und dort haben sich nicht auffinden lassen.

Die hier beobachteten Daten gruppieren sich leidlich um einen Wert von $A_1 = 3{,}9 \times 10^{-11}$ und $a \sim 2$ Volt/cm. Bei einem Potentialgefälle von 220 Volt/m ergibt sich so beispielsweise ein Strom

$$I_{21} = 3{,}9 \cdot 10^{-11} \cdot 4500 \cdot (2{,}2 - 2{,}0) \text{ Amp.}$$
$$= 17{,}6 \cdot 0{,}2 \cdot 10^{-8} = 3{,}5 \cdot 10^{-8} \text{ Amp.}$$

Mit gewisser Näherung kann also für die Gräfelfinger Antenne unter Vernachlässigung der wenig wirksamen Glieder I_{22} und I_3 die Antennenstromstärke nach der Formel

$$I = \pi l^2 i + A_1 l \left(\frac{dV}{dh} - a\right) \text{ Amp.} \tag{7}$$

aus dem Wert für das Potentialgefälle $\frac{dV}{dh}$ geschätzt werden, wobei i im wesentlichen nicht sehr verschieden von $2{,}0 \times 10^{-16}$, $A_1 = 3{,}9 \times 10^{-11}$, $a = 2{,}0$ anzunehmen ist; l beträgt, wie mehrfach erwähnt, ca. 4500 cm.

Täglicher Gang des Antennengleichstromes.

Die Störung des Antennenstromes äußert sich entweder in dauernder Unruhe oder in einer dauernden Ablenkung der Galvanometersaite. Der Strom kann dabei positiv sein, das heißt, aus der Atmosphäre gegen Erde fließen, oder bei umgekehrter Richtung negatives Vorzeichen besitzen.

Mittelt man für die einzelnen Tagesstunden die Maximalamplituden der dauernden Ausschläge sowie der Unruhen und trägt sie als Ordinaten zu den Tagesstunden als Abszissen auf, so erhält man eine Kurve, die sozusagen die Abhängigkeit der „Gesamttätigkeit" von der Tagesstunde darstellt. Fig. 15 zeigt diese Kurve.

Die Kurve zeigt ein deutliches Morgenmaximum zwischen 6 h^a und 7 h^a und ein Nachmittagsmaximum um 2 h^p. Nachts zwischen 1 h^a und 2 h^a liegt ein tiefes Minimum, gegen Mittag tritt ein schwächeres in Erscheinung. Der Buckel um 3 h^a kann nicht zufälliger Art sein, er findet sich auf zahlreichen Blättern und tritt auch gelegentlich auf der Potentialkurve deutlich auf. Der ganze Gang der Kurve erinnert überaus stark an die Kurven, die den Gang des täglichen Potentialgefälles angeben. Die Vormittagsmaxima hier und dort decken sich zeitlich sehr gut. Das Nachmittagsmaximum dagegen tritt bei den

Potentialkurven später erst, gegen 8 h^p auf. Gerade für diese Zeit ist aber der Verlauf der Stromkurve schlecht bestimmt. Die starken Ausschläge zwischen 1 h^p und 3 h^p hängen mit den in diesen Stunden häufigen Gewittern zusammen. Wenn man nur gewitterfreie Tage berücksichtigt, fällt das Mittagsminimum erheblich breiter aus und erstreckt sich mehr in die Nachmittagsstunden.

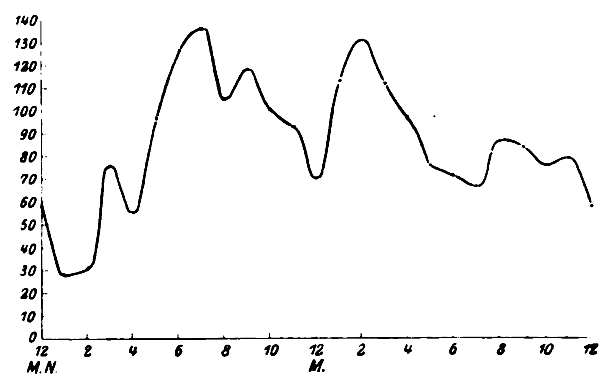


Fig. 15. Kurve der Gesamttätigkeit.

Man wird also in der Annahme kaum fehlgehen, daß der Gang der Gesamttätigkeit des Antennenstromes mit dem Gang des Potentialgefälles im wesentlichen direkt parallel geht.

Hochfrequenzstrom.

Außer Gleichstrom treten in der Antenne, da diese ja ein schwingungsfähiges Gebilde darstellt, Hochfrequenzströme auf. Mit einer besonderen Schaltung wurden auch in diesem Sinne registrierende Messungen angestellt.

Es zeigte sich, daß Hochfrequenzströme bei allen stärkeren Potentialschwankungen, vor allem bei Gewittern, auch fernen Gewittern deutlich auftraten.

Strahlungsabsorption durch Aktivierung der Oszillatoren.

Die Messungen des zweiten Abschnittes ergeben, daß ein im Erdfeld ausgespannter Antennenleiter gegen einen entsprechenden nur im Laboratorium benutzten, also elektrostatisch geschützten Leiter, gewisse Unterschiede aufweisen muß. Die Oberfläche des Leiters ist durch die niedergeschlagenen radioaktiven Induktionen verändert und

der den Leiter umgebende benachbarte Luftzylinder besitzt eine elektrische Leitfähigkeit, welche die der normalen Luft übertrifft.

Die elektromagnetischen Wellen, die von einer Sendeantenne (Fig. 16) *A* ausstrahlen, müssen bei dieser Sachlage zunächst einen Luftweg von allerdings nur geringer Stärke durchsetzen, dessen Ionenbildungszahl wesentlich höher ist, als die des weiteren Zwischenmittels *M*. Ebenso weist die Empfangsantenne *B* eine stärker leitende Hülle auf, welche ebenfalls energieabsorbierend wirken kann. Den Betrag der wahrscheinlichen Energieabsorption rechnerisch zu ermitteln, erschien wenig aussichtsvoll, da die Theorie schon bei der Behandlung viel einfacherer Fälle, als sie hier durch das Hereinkommen der Hochfrequenzfelder gegeben sind, Schwierigkeiten bietet. Es wurde deshalb versucht, experimentell einige Anhaltspunkte über den Einfluß dieser radioaktiven Begleiterscheinungen zu gewinnen. Da es nicht ausgeschlossen erschien, daß die im Vorwort erwähnte Reichweitenänderung durch wechselnde Beträge der Leitfähigkeit dieser Luftzylinder mit verursacht sei, wurden Beobachtungen angestellt, die einmal untersuchen sollten, ob zwischen Nahestation, also bei möglichster Ausschaltung des Zwischenmittels die Erscheinung der Reichweitenänderung überhaupt zu konstatieren sei und zweitens, ob die radioaktiven Niederschläge und ihre Wirkungen energieabsorbierend wirken können.

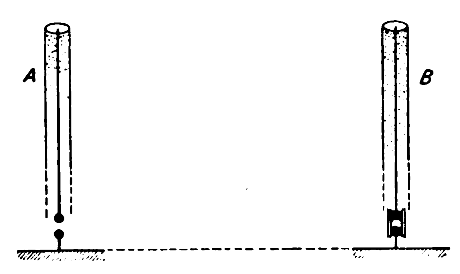


Fig. 16. Luftzylinder erhöhter Leitfähigkeit.

Untersuchung auf zeitliche Änderung der Reichweite.

Die experimentelle Untersuchung auf Reichweitenänderung gestaltet sich sehr einfach. In der Sendestation werden automatisch mit stets nahezu gleichbleibender oder willkürlich wechselnder Energie Wellen ausgestrahlt, und die der Antennenstromstärke proportionalen Ausschläge werden photographisch registriert. In der mit Thermoelement ausgerüsteten ca. 360 m entfernten Empfangsstation rufen diese Wellenserien ihrerseits einen Galvanometerausschlag hervor, der gleichfalls photographisch registriert wird. Ein Vergleich der über längere Zeit beobachteten zusammengehörigen Galvanometerausschläge muß dann direkt einen etwaigen Gang in der Übertragungsgüte erkennen lassen.

Der Ausfall der Versuche ist durchaus derart, daß bei Nahestationen keine wesentliche Änderung im Verhältnis der ausgestrahlten zur empfangenen Energie bei Tag und Nacht eintritt. Bei konstanter Sendeenergie zeigen die Empfangsausschläge nach Abstimmung keine Schwankungen; das Beobachtungsmaterial bietet also sehr wenig Interessantes. In vereinzelten Fällen schien es, als ob nach Regen der Empfangsausschlag ein klein wenig größer, bei sehr anormalen luftelektrischen Potentialgefällen ein klein wenig kleiner werde. Diese Abweichungen sind aber höchstens gelegentlich gerade konstatierbar. Bei veränderter Primärenergie ändert sich der Strom im Empfänger im gleichen Sinne. Eine Änderung der Antennenstromstärke beim Senden in Abhängigkeit von anderen Faktoren speziell vom Sonnenlicht ließ sich bei diesen Versuchen nicht mit Sicherheit feststellen. Es ist aber möglich, daß der Hallwachseffekt, der sich in verminderter Isolationsfähigkeit der Antenne für die negative Phase des Stromes und damit in stärkerer Dämpfung resp. geringeren Antennenstromstärken äußern müßte, erst bei stärkerer Spannungsbeanspruchung deutlichere Wirkung ausübt. Hierüber dürften die späteren Messungen mit der kräftigeren Anordnung Material beibringen.

Jedenfalls ist es als sehr wahrscheinlich anzunehmen, daß die „Reichweitenänderung“ nicht durch Erscheinungen in der Nachbarschaft der Antennen, sondern durch solche im Zwischenmittel zustande kommt.

Untersuchung auf Energieabsorption durch Aktivierung.

Um zu sehen, ob überhaupt eine Energieabsorption durch Anreicherung radioaktiver Substanzen auf der Oberfläche der Antennenleiter eintritt, wurde dies mit zwei Antennen untersucht. Eine bereits 6 Stunden im Erdfeld hängende Antenne wurde mit einer frisch aufgeheißten Antenne der gleichen Dimensionen verglichen. Wurde beide Male mit derselben Primärenergie gegeben, so ließ sich kein Unterschied in der von der Empfangsanordnung aufgenommenen Energiemenge konstatieren.

Sichtbare Änderung trat erst bei einem Versuch mit künstlich polonisierten Oszillatoren ein.

Es zeigte sich, daß zwischen Drähten, die stark mit Polonium aktiviert waren, ca. 500 α-Teilchen pro Sekunde und cm^2 Oberfläche ausgeschleudert wurden, die übertragene Energie um ca. 7% geringer war als zwischen unaktiven Drähten. Es dürfte jedoch auch unter anormalen Bedingungen ausgeschlossen sein, daß in der Natur an verspannten Leitern ähnliche Aktivitäten auftreten.

Schutzvorrichtung.

Für die Empfangsstörung kann man sich unter Zugrundelegung des bisher mitgeteilten Materials ein hinreichendes Bild machen. Die Antennen sind elektrisch schwingungsfähige Systeme. Alle durch atmosphärisch-elektrische Vorgänge bedingten Gleichgewichtsstörungen werden sich oszillatorisch ausgleichen müssen. Es kommen so in den mit der Antenne gekoppelten Empfangsorganen, die im allgemeinen lediglich ein Reagens für schnelle Schwingungen vorstellen, Wirkungen zustande, die denen ähnlich sind, welche bei regulärem Empfang auftreten. Zum Auftreten dieser Störungen wird es gleichgültig sein, ob lediglich äußere Potentialschwankungen Ladungsverteilungen hervorrufen; es sich also primär um Influenzerscheinungen handelt, oder ob direkt elektrische Ladungen zwischen Atmosphäre und Antenne unter dem Einfluß des Feldes ausgetauscht werden.

Wenn luftelektrische Potentialschwankungen auftreten und sich, wie dies üblich ist in wechselnder Intensität wiederholen, so werden die ursprünglich sich glatt und unbeweglich ausbreitenden Äquipotentialflächen sich heben und senken müssen; es werden gewissermaßen Wellen mit Bergen und Tälern auf ihnen dahineilen, deren wechselnde Höhe die Potentialmeßanordnung wie ein Pegel anzeigt. In diesem elektrisch wogenden Meer steht die Antenne als elektrisch schwingungsfähiges Gebilde. Das, was man in dem Telephonhörer der Empfangsanordnung hört, wird also zu einem gewissen Teil die Brandung dieser luftelektrischen Wogen an der elektrisch erschütterbaren Antenne sein. Zu diesen Erschütterungen kommt ähnlich einem auf ein Blechdach prasselnden Regen, das Rauschen und Anschlagen der auf die Antenne zustürzenden Ionen.

Wesentlich ist jedenfalls, daß, gleichgültig ob man der Influenz oder der Strömungsschwankung größeres Gewicht beilegen will, in jedem Falle das atmosphärische Potentialgefälle zum Zustandekommen der Empfangsstörung die primäre Ursache vorstellt.

Auf Grund der Gesichtspunkte der früheren Abschnitte erschien es nicht aussichtslos, an den drahtlostelegraphischen Antennen eine Schutzvorrichtung gegen die Empfangsstörung anzubringen. Ein solches Schutzsystem muß die Aufgabe erfüllen, die ganze Antenne oder ihre einzelnen Leiter den Wirkungen des atmosphärischen Potentialgefälles zu entziehen, doch so, daß nicht gleichzeitig die Wirkung der ankommenden drahtlostelegraphischen Wellen beeinträchtigt wird. Es kann also nicht angehen, den Luftleiter, beispielsweise eine Linear-

antenne, einfach nach Art eines Faradayschen Käfigs zu umgeben (Fig. 17). Ein derartiger Schutz würde zwar bestimmt die Wirkungen des elektrostatischen Erdfeldes abhalten, so daß man die Erscheinung der Empfangsstörung nicht an ihr wahrnehmen könnte, aber er würde auch verhindern, daß die elektromagnetischen Wellen einer Gegenstation ungeschwächt zur Antenne gelangen können. Ein Schutzsystem, das den eingangs gestellten Forderungen entsprechen soll, muß vielmehr nach einem doppelten Gesichtspunkt konstruiert sein.

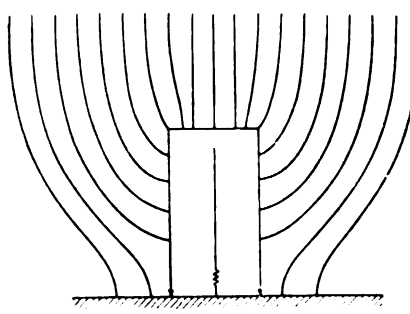


Fig. 17. Kraftlinienverlauf über Käfig.

Es ist erforderlich, daß um die Antenne ein Leitersystem vorhanden ist, das die äußere Form des vor den Wirkungen des Erdfeldes abzuschirmenden Raumes begrenzt. Dies System möge als „Formsystem" bezeichnet werden. Die Leiter dieses Systems dürfen aber nicht willkürlich orientiert sein, sondern sie sind so zu verlegen, daß sie in Richtung des elektrischen Vektors der ankommenden oder der die Antenne verlassenden Wellen möglichst keine Erstreckungskomponente besitzen.

Alle Leiter dieses Formsystems sind dann durch eine „Ausgleichleitung", die zweckmäßig durch Ohmsche oder Selbstinduktionswiderstände schwingungsfähig gemacht ist, unter sich zu verbinden und an Erde zu legen.

Fig. 18a zeigt schematisch das Schutzsystem für eine lineare Antenne a. Die parallelen Drähte $c\,c$ stellen das Formsystem vor, auf ihnen enden im wesentlichen alle Kraftlinien des erdelektrischen Feldes, so daß der Innenraum frei von den Wirkungen des Erdfeldes bleibt. Alle Leiter dieses Formsystemes sind unter sich verbunden und geerdet durch die schwingungsunfähige Ausgleichsleitung c. Treffen oder verlassen nun elektromagnetische Wellen mit horizontaler Fortpflanzungsrichtung $h\,h'$, deren elektrische Feldintensität i in einer vertikalen Ebene und deren magnetische Feldintensität h in einer horizontalen Ebene liegt, die Antenne, so wird die Energie der Strahlung durch die Schutzvorrichtung nicht wesentlich absorbiert oder reflektiert.

Die ganze Anordnung stellt somit eine Kombination zwischen Faradayschen Käfig und Hertzschen Polarisationsgitter dar, das auf Durchlässigkeit orientiert ist. Daß die eine Ausgleichsleitung c in

Richtung der elektrischen Feldintensität verläuft, kann zu bemerkenswerten Absorptionen oder Dissymmetrien nicht führen; man kann sie zudem abschnittsweise noch in verschiedenen Azimuten in bezug auf *a* anordnen.

Weniger, um eine für die Praxis wichtige Form des Antennenschutzes zu zeigen, als vielmehr, um das Wesentliche des Schutzprinzips

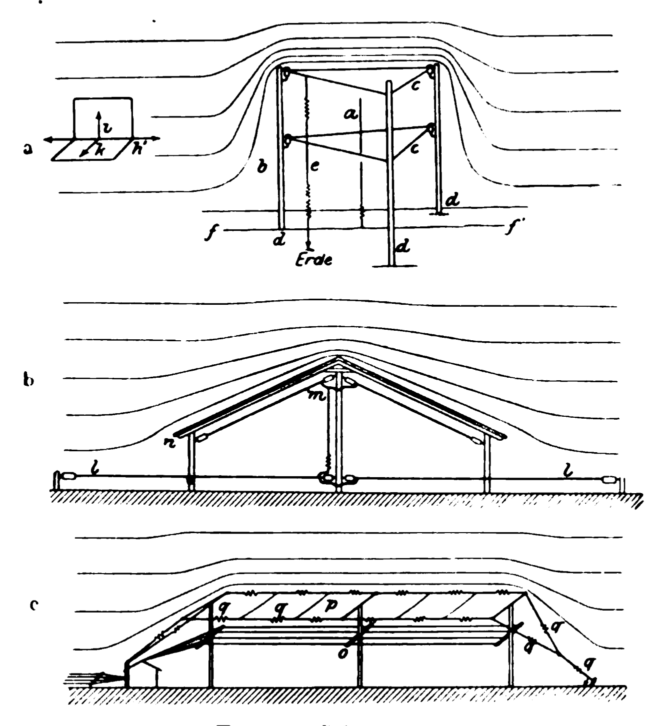


Fig. 18. Schutzsysteme.

nochmals in anderer Form vorzuführen, ist in Fig. 18b eine Schirmantenne mit Gegengewicht dargestellt, die sich in einer hölzernen Halle eingebaut befindet. Das Holz *n* nimmt als Halbleiter Erdpotential an und deformiert die luftelektrischen Potentialflächen. Das Drahtgebilde *m* und *l* ist also, wie man es für ein im Inneren einer Baulichkeit eingeschlossenes System erwarten darf, vor den Wirkungen des elektrostatischen Erdfeldes geschützt. Die dünnen Bretter mit ihrer relativ geringen Leitfähigkeit werden namentlich, wenn sie horizontal verbaut sind, die ein- und austretenden Wellen nur im geringen Grade ab-

sorbieren. Bei diesem Schutz stellen also die Bretter gleichzeitig Form und Ausgleichsystem vor.

Von größerem Interesse für die Praxis dürfte die in Fig. 18c dargestellte geschützte gerichtete Antenne sein. Es kann unmaßgeblich geraten werden, in den Kolonien, namentlich in dem wegen seiner lästigen Empfangsstörungen berüchtigten Kamerun, dieses sehr einfach anzubringende Schutzsystem versuchsweise zu realisieren. Die Leiter des Formsystemes P verlaufen so über der Antenne O, daß sie in Richtung des elektrischen Vektors keine Erstreckungskomponente haben. Die Elemente q des Ausgleichsystems sind schwingungsunfähig gemacht und können gleichzeitig zur Befestigung von P dienen.

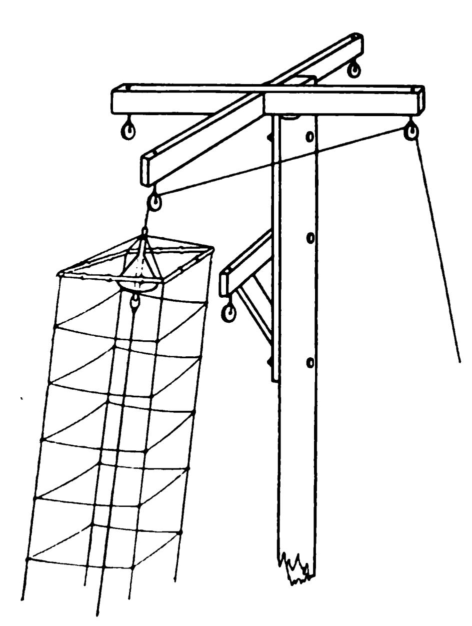


Fig. 19.
Schutzsystem um eine Linearantenne.

Um das im bisherigen beschriebene Verfahren zu erproben, wurde eine an Mast 9 verspannte Linearantenne mit einem aus Formsystem und Ausgleichsleitung bestehenden Schutzsystem umgeben. Die Anordnung war folgendermaßen hergestellt: An den Ecken eines mit Drähten versteiften, aus Bambusstangen bestehenden, quadratischen Rahmens von ca. 1,5 m Seitenlänge wurden vier Bindfaden von je ca. 28 m Länge befestigt, die von 0,5 m zu 0,5 m kleine Drahtösen trugen. Der Bambusrahmen ließ sich so, daß er horizontal schwebte, an dem ca. 28 m hohen Mast emporziehen (vgl. Fig. 19). Die Enden der vier Bindfäden waren so auf dem Dache des Registrierschuppens 87 befestigt, daß die Fäden einen parallelepipedischen Raum begrenzten, der allerdings, da der Schuppen einige Meter seitlich vom Mast entfernt steht, einen schwachen Durchgang besaß. In die Ösen an den Bindfäden wurden Kupferdrähte von je 6 m Länge und 1,0 mm Durchmesser eingezogen, so daß im ganzen 55 unabhängige horizontale

Quadrate aus Kupferdraht entstanden. Ein dünner Draht von 0,4 mm Durchmesser war an einem der Bindfaden als Ausgleichsleitung entlang geführt und mit allen einzelnen Quadraten, den Leitern des Fernsystems, verbunden worden. Innerhalb dieses so geschaffenen Schutzsystemes wurde die aus einer 3 mm Kupferlitze gebildete Antenne verspannt. Oben diente zu ihrer Befestigung ein im Mittelpunkt des Bambusrahmens angebrachtes und von einem großen Glastrichter geschütztes Hartgummistück. Unten war sie an die gleichfalls im diagonalen Schnittpunkt des Basisquadrates befindliche Deckendurchführung der Hütte 7 angeschlossen.

In jedem Falle zeigte sich, daß ein derartiges mit schwingungsunfähiger Ausgleichsleitung versehenes Schutzsystem bis zu einem gewissen Grade als Faradayscher Käfig wirkt und doch die Wellen zur Antenne treten läßt. Die Güte der geschützten Antenne für den Empfang schien wegen der Kapazitätserhöhung sogar eher gehoben zu sein. Der Schutz wird praktisch vollständig sein für alle die zahlreichen „Strömungsstörungen". Nur sich ausbreitende Potentialschwankungen, also etwa von fernen Blitzentladungen ausgehende Störungen mit vertikaler elektrischer Komponente können sich noch bis zu einem gewissen Grade äußern.

(Schlußwort.) In der Dieckmannschen Arbeit, die das obige Referat behandelt, ist am Schluß gezeigt worden wie mit technischen Mitteln den luftelektrischen Störungen des drahtlostelegraphischen Betriebes zu begegnen ist.

Störungen, hervorgerufen durch elektrische Umwälzungen in der Atmosphäre können einen geregelten Telegrammwechsel unterbinden.

Man wird deshalb nicht nur in rein wissenschaftlichen Kreisen, sondern besonders auch dort, wo eben diese Störungen des Radioverkehrs ernste Fragen bilden, der referierten Arbeit ein lebhaftes Interesse entgegen bringen.

Das angegebene Schutzsystem ist auf Grund einer guten experimentellen Untersuchung in praktischen Größenverhältnissen ausgearbeitet und erprobt worden und verspricht in der Praxis einen guten Erfolg.

Der Verfasser, welcher sich auf drahtlos-telegraphischem und luftelektrischem Gebiet schon mehrfach erfolgreich betätigt hat, gibt hier einen weiteren wertvollen Beitrag zur Vervollkommnung der Radiotelegraphie. C. Fischer.

(Eingesandt 28. Oktober 1912.)

Adresse des Verfassers: Drahtlos telegr. u. luftelektr. Versuchsstation Gräfelfing bei München.

Nachweis von Schwingungen erster und zweiter Art am Poulsenbogen. Von H. Fassbender und E. Hupka (Phys. Ztschr. **14**, 222—226, 1913).

Die Erklärung der Erscheinungen am singenden Lichtbogen verdanken wir A. Blondel, H. Th. Simon und seinen Schülern. Nach den Untersuchungen dieser Autoren unterscheidet man drei Schwingungstypen, die gewöhnlich als Schwingungen erster, zweiter und dritter Art bezeichnet werden. Die Schwingungen erster Art sind dadurch gekennzeichnet, daß die Amplitude des im Schwingungskreis fließenden Wechselstromes stets kleiner bleibt als der Gleichstromwert; infolgedessen brennt der Bogen während der ganzen Periode, und der durch die die Frequenz bestimmenden Faktoren des Kreises gegebene Sinusstrom wird durch die Vorgänge im Bogen nur wenig alteriert. Bei den Schwingungen zweiter Art dagegen übersteigt die Wechselstromamplitude den Gleichstromwert, und dies hat ein Erlöschen und Wiederzünden des Bogens während jeder Periode zur Folge; der Strom und noch mehr die Klemmenspannung werden durch die beim Löschen und Zünden auftretenden Stöße stark verzerrt. Bei den Schwingungen dritter Art tritt nach dem Erlöschen eine Wiederzündung in umgekehrter Richtung (Rückzündung) ein.

Während die früheren Arbeiten mit Hilfe der Blondelschen Oszillographen ausgeführt waren, sich also auf einen Frequenzbereich bis ca. 10000 beschränkten, unternimmt es die vorliegende Untersuchung, die Erscheinungen, welche bei den in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Schwingungszahlen auftreten, zu studieren. Die Messungen erstreckten sich von $\nu = 25000$ bis ca. $\nu = 100000$. Als Generator wurde eine Poulsenlampe benutzt, als Oszillograph diente die von den Verff. seinerzeit beschriebene Braunsche Röhre besonderer Konstruktion. Zur Ablenkung des Kathodenstrahles wurden nacheinander die Klemmenspannung an der Selbstinduktion, Kapazität und am Bogen herangezogen. Hierzu trat eine zweite, im rechten Winkel zur ersten erfolgende Ablenkung, welche mittels einer mit der Grundwelle synchron schwingenden reinen Sinusspannung in einem Sekundärkreis erzeugt wurde. Die hierdurch auf dem Phosphoreszenzschirm erhaltene geschlossene Kurve wurde photographiert und in üblicher Weise in das nach der Zeit fortschreitende Diagramm verwandelt. Auf graphischem Wege ergaben sich hieraus der zeitliche Verlauf von Strom und Spannung im Bogen. Bei den Schwingungen erster Art war der Strom fast sinusförmig, und auch die Klemmenspannung zeigte keine erheblichen Unstetigkeiten. Dagegen waren bei den Spannungs-

kurven der Schwingungen zweiter Art mehrere Spitzen deutlich zu erkennen, unter ihnen besonders markant der dem Löschen des Bogens entsprechende scharfe Potentialsprung; die Stromkurven zeigten durchweg ein Sinken des Stromes unter den Nullwert für einen kurzen Moment, dann ein längeres Verweilen bei Null und schließlich wieder einen nahezu sinusförmigen Anstieg. Die Ergebnisse stimmen also im wesentlichen mit den bei niederen Frequenzen gefundenen Resultaten überein.

Hupka.

(Eingesandt 15. Juni 1913.)

Adresse der Verfasser: Phys.-Techn. Reichsanstalt, Berlin-Charlottenburg.

W. H. Eccles und **A. J. Makower**, Die Erzeugung elektrischer Schwingungen durch Funkenstrecken, die in bewegte Flüssigkeiten eingebettet sind (Electrician, **69**, 1912 943—945).

Bei Umformung großer Energiemengen im Funken muß bekanntlich großer Wert auf die Beseitigung der Lichtbogenbildung an der Funkenstrecke gelegt werden.

Eine der gebräuchlichsten Methoden zur Erreichung dieses Zweckes besteht darin, die Elektroden so schnell zu bewegen, daß ein Funken nur zwischen ihnen übergehen kann während der kurzen Zeit, wo sie einander sehr nahe sind. Die rasche Trennung läßt dann einen Lichtbogen nicht zustande kommen.

Die Verfasser geben einen anderen Weg an unter Benutzung fester Elektroden, die eingebettet werden in eine schnell fließende Flüssigkeit.

Nach dieser Methode wurde nicht nur die Lichtbogenbildung beseitigt, es trat vielmehr noch eine andere sehr erwünschte Erscheinung zutage, die Beseitigung des Funkengeräusches, das bei offenen Luftfunkenstrecken sich sehr störend bemerkbar macht.

Die benutzte Apparatur bestand aus einem Hartgummirohr, durch dessen Enden die Elektroden geführt waren, deren Abstand beliebig geändert werden konnte. Als Flüssigkeit wurde Wasser benutzt, das die Röhre durchströmte. Die mit dieser Anordnung angestellten Versuche ergaben, daß bei großen wie auch bei kleinen Funkenlängen viel geringere Spannungen für den Funkenübergang erforderlich waren wie bei den entsprechenden Elektrodenabständen in Luft.

Die Resultate waren ferner sehr befriedigend hinsichtlich der Konstanz und der Intensität der erzeugten Schwingungen, nicht aber in bezug auf den Wirkungsgrad der Umformung.

Es ergab sich außerdem, daß bei gegebener Spannung und Funken-

länge eine bestimmte Geschwindigkeit des fließenden Wassers die besten Schwingungen hervorrief. Bei zu großer Geschwindigkeit trat überhaupt kein Funkenübergang ein, im anderen Falle setzte an Stelle des Funkens Lichtbogenbildung ein. Der Wirkungsgrad der Wasserfunkenstrecke war dem der Luftfunkenstrecke beträchtlich unterlegen infolge des durch die Leitfähigkeit des Wassers hervorgerufenen Energieverlustes. Die Verfasser wählten deshalb an Stelle des Wassers Transformatoröl. Dadurch stieg der Wirkungsgrad der Funkenstrecke erheblich und erreichte annähernd den gleichen Wert wie bei Luftfunkenstrecken. Der Funkenübergang erfolgte nahezu geräuschlos und sehr regelmäßig, so daß diese Anordnung sich für Laboratoriumsmessungen vorzüglich eignen dürfte.

Bei mehrtägiger Benutzung erweist es sich als notwendig, das gebrauchte Öl zwecks Entfernung der beim Funkenübergang sich bildenden Kohlepartikelchen zu filtrieren. Diese erhöhen die Leitfähigkeit des Öles und drücken damit den Wirkungsgrad der Anordnung beträchtlich herab [1]).

Die Funkenstrecke wurde dann in einer Marconianordnung für drahtlose Telegraphie probiert, wobei sich ergab, daß bei Anwendung von Öl die Koppelung zwischen Primärkreis und Antenne viel fester gewählt werden konnte wie bei Luftfunkenstrecken, ohne daß Zweiwelligkeit eintrat. So ergab beispielsweise eine Koppelung von 12 $^0/_0$ bei Öl nur eine einzige Welle von 640 m, wohingegen bei Luft zwei Wellen von 570 und 640 m auftreten. Bei erheblich größeren Koppelungsgraden (60 $^0/_0$) lagen bei Luft die beiden Partialwellen bei 170 bzw. 680 m. Öl ergab eine Hauptwelle bei 640 m und zwei untergeordnete Nebenwellen von 150 bzw. 670 m.

Der Wirkungsgrad hing in erster Linie ab von der Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit (bei Wasser in viel stärkerem Maße wie bei Öl) und der angewandten Spannung, nur unwesentlich von der Funkenlänge.

Er hatte ein Maximum, wenn die Spannung möglichst niedrig gewählt wurde, und zwar so, daß sie gerade hinreichte, um Funkenübergang zu ermöglichen.

Als Hauptresultat der Untersuchung ergibt sich, daß das Einbetten der Funkenstrecke in bewegte Flüssigkeiten einen Oszillator

1) Ich habe die gleiche Anordnung schon im Jahre 1902 an den Braun-Siemens-Ostseeversuchsstationen ausprobiert aber wegen der sich bildenden Kohlepartikelchen, die bald sehr störend wirken, wieder aufgegeben.

Eichhorn.

liefert, der geräuschlos arbeitet und über einen langen Zeitraum konstante Schwingungen liefert mit einem Wirkungsgrad, der bei Wasser dem der Luftfunkenstrecke unterlegen, bei Anwendung von Öl aber gleich ist.

Ein wesentlicher Vorzug des Öles liegt ferner noch darin, daß die Stoßwirkung der Funkenstrecke beträchtlich größer ist wie bei Anwendung von Luft. Esau.

(Eingesandt 11. Februar 1911.)

Adresse von Dr. Eccles: 26 Ridgmount Gardens, Goever street, London WC.

Mitteilungen aus der Praxis.

Telefunken-Hilfszündung (Zusatzapparat für tönende Löschfunkensender).

Bei allen bisherigen Methoden der Schwingungserzeugung durch Funkenentladungen einschließlich der tönenden Löschfunken ist die Energie des Erregerkreises einesteils durch die Größe der Erregerkapazität, anderenteils durch den Abstand der Elektroden der Funkenstrecke bzw. bei Serien-Funkenstrecken mit unveränderlichem Abstand durch deren Anzahl bestimmt. Dieser Abstand bzw. die Anzahl ist so bemessen, daß im Augenblick des Maximalwertes der Ladespannung ein Durchschlagen des Luftzwischenraumes in der Funkenstrecke eintritt.

Diese Zusammengehörigkeit der Durchschlagsspannung ist bei der neuen Methode der Hilfszündung beseitigt worden. Die benutzten Funkenstrecken haben eine Durchschlagsfestigkeit, welche von der vorhandenen Ladespannung nicht durchbrochen werden kann. Das Einsetzen der Entladung erfolgt vielmehr durch einen künstlich hergestellten Kurzschluß der Funkenstrecken durch eine Hilfszündung.

Bei der Hilfszündung „System Telefunken“ wird die Zündung der im Erregerkreis befindlichen Arbeitsfunkenstrecken durch die Hochfrequenzentladung eines Hilfskreises bewirkt, dessen Kapazität wesentlich kleiner als die des Arbeitskreises ist, und dessen Hochfrequenzenergie nur zur Schließung der Arbeitsfunkenstrecken benutzt wird. Die Zündenergie ist daher so klein zu machen, daß sie nur einen Bruchteil der Arbeitsenergie beträgt. Die große Kapazität des Arbeitskreises kommt für den Zündvorgang überhaupt nicht in

Betracht. sondern es wird die gesamte konzentrierte Zündenergie in kurzer Zeit bei der Überbrückung der Arbeitsfunkenstrecke zur Wirkung gebracht.

Die Wirkung der Hilfszündung besteht darin, daß ein Teil der Hauptfunkenstrecke (siehe vereinfachtes Schaltungsschema) durch einen Hilfsfunken kurzgeschlossen wird. Die Spannung am Kondensator C, welche zu gering war, um die volle Funkenstrecke $(a + b)$ zu durchschlagen, reicht nunmehr aus, um den Widerstand des durch den

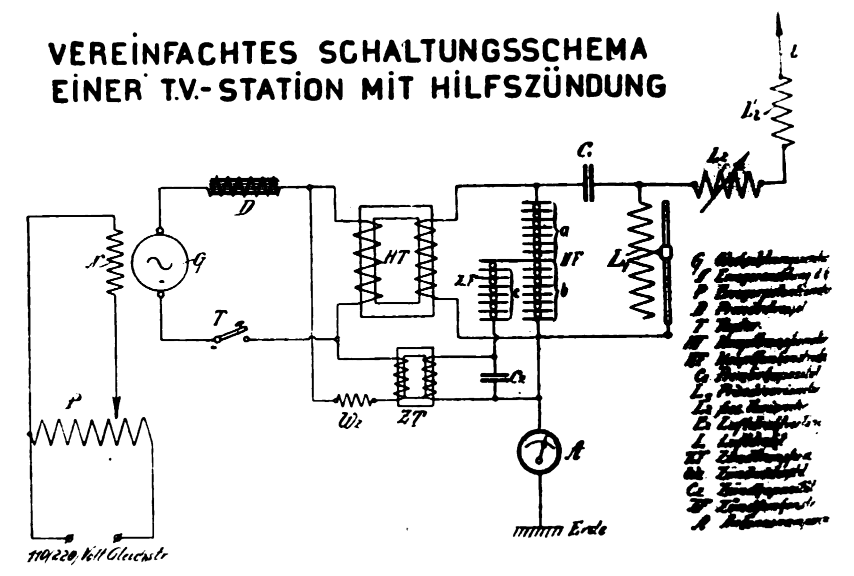


Fig. 1.

Hilfsfunken nicht durchgeschlagenen Teiles (a) der Hauptfunkenstrecke zu überwinden, wodurch die Entladung in dem Hauptkreise eingeleitet wird. Der Hauptkreis arbeitet also solange, als der Kurzschluß der b-Funkenstrecken erfolgt und solange die Spannung am Hauptkondensator ausreicht, um den Teil „a“ zu zünden.

Vermittels der Hilfszündung sind die beiden, bisher in der Funkenstrecke vereinigten Aufgaben getrennt worden, und zwar in der Weise, daß die Funkenstrecke nur noch als Löschwiderstand dient, während ihre Aufgabe als automatischer Schalter zur Begrenzung der für einen Entladungsvorgang in Frage kommenden Energie dem Hilfskreis zugewiesen wird. Die Anzahl der Funkenstrecken wird dabei verhältnismäßig groß gewählt, jedenfalls so groß, daß die vor-

handene Maximalspannung des Speisestromes die Funkenstrecken nicht regelmäßig durchschlagen kann.

Es soll an dieser Stelle auf die Theorie der Erscheinung nicht eingegangen werden, es sei nur kurz erwähnt, daß die große Regelmäßigkeit der Entladungen auch bei größeren Spannungsschwankungen zum Teil darauf zurückzuführen ist, daß der kleine in bezug auf 500 Perioden stark gedämpfte Hilfskreis sowohl gegen die Spannungs- als auch gegen die Tourenschwankungen unempfindlich ist; es treten jedoch noch ganz eigenartige Verhältnisse im Generator hinzu, welche die effektive Klemmenspannung desselben auch bei veränderlicher Erregung und Stromentnahme auf nahezu gleicher Höhe halten.

Um den Wert der Hilfszündung richtig zu beleuchten, müssen wir uns einmal vorstellen, wie bisher eine Toneinstellung an den Löschfunkensendern erfolgte.

Zur Herstellung eines Tones war es notwendig, eine bestimmte Anzahl Funkenstrecken einzustellen und diejenige Spannung, d. h. diejenige Stellung des Regulators der Erregung des Generators, genau zu finden, bei der die Spannung genau so groß war, daß der zur Erzielung eines reinen Tones notwendige regelmäßige Funkenübergang erfolgt.

Wollte man die Energie verringern oder vergrößern, so mußte man weniger oder mehr Funkenstrecken einschalten und die Neueinstellung des Regulators suchen. Wenn man sich auch dadurch half, daß man für jede bestimmte Energiestufe die einzustellende Spannung der Maschine auf eine Kurve auftrug, um sie beim Übergehen von einer Stufe auf die andere leichter zu finden, so war das Toneinstellen doch dadurch erschwert, daß erstens immer diese Kurve zur Hilfe genommen wurde, und zweitens diese Kurve nur für eine ganz bestimmte Spannung und für eine ganz genau einzustellende Tourenzahl galt. Änderte sich die Tourenzahl oder traten Netzschwankungen auf, so war auch eine Neueinstellung notwendig, die dadurch erfolgen konnte, daß man mit Hilfe des Tonkontrollers die immerhin notwendigen kleinen Abweichungen in der Einstellung des Regulators (Schiebewiderstandes) suchte.

Aber auch die sorgfältigste Einstellung bot keine Gewähr für eine dauernde Aufrechterhaltung eines guten Tones. Erwärmung von Funkenstrecken, plötzlich auftretende Spannungsschwankungen ließen den Ton während des Betriebes oft unrein werden, und während des Betriebes war es meist unmöglich, den Ton wieder einzustellen, weil erstens die Zeit dazu fehlte, und zweitens die

Schwankungen auch nur vorübergehend sein konnten. Das Schlimmste aber war, daß trotz aller Ermahnungen und Warnungstafeln beim Übergang von großer Energie auf kleine die Bedienungsmannschaft wohl die Funkenstreckenzahl verringerte, den Erregerwiderstand aber auf Vorerregung stehen ließ. Dadurch traten Partialfunkenentladungen auf, die Funkenstrecken erwärmten sich und verschmorten und der Ton wurde ganz außerordentlich schlecht, so schlecht oft, daß mit den verschmorten Funkenstrecken ein reiner Ton überhaupt nicht zu erzielen war.

Alle diese Übelstände kamen, um es noch einmal kurz zu wiederholen, daher, daß der Ton bei der ursprünglichen Schaltung eine genau und scharf definierte Spannungseinstellung des Generators erforderte. Diesen Übelstand beseitigt die Hilfszündung.

Bei der Hilfszündung kann die Spannung der Maschine in weiten Grenzen variiert werden, ohne daß der Ton schlecht wird. Auch kann die Tourenzahl der Maschine in sehr weiten Grenzen geändert werden, ohne daß der Ton unrein wird. Selbstverständlich ändert sich der Ton, d. h. die Funkenfolge, mit der Tourenzahl der Maschine, aber der Ton bleibt rein.

Als man diese weitgehende Unabhängigkeit des Tones von Spannung und Tourenzahl der Maschine erreicht hatte, konnte man dazu übergehen, eine Schaltung an den Sendern vorzunehmen, bei welcher der Ton und die Energie nicht mehr gesucht wurden, sondern bei welcher Ton und Energie fest eingestellt werden konnten; mit anderen Worten: man konnte zu jeder Funkenstreckenzahl eine zugehörige Erregung bestimmen, welche unabhängig von ziemlich beträchtlichen Spannungsschwankungen und erheblichen Tourenschwankungen stets einen reinen Ton gewährleisteten. Allerdings erfordert die Hilfszündung gegenüber der bisherigen Anordnung bei Übergang von einer Stufe auf die andere nicht nur die Einschaltung einer bestimmten Anzahl Funkenstrecken des Hauptsenders, sondern auch die Umschaltung einer Anzahl anderer Reguliervorrichtungen (Zündfunkenstrecken, Zündwiderstand), jedoch alle diese Einstellungen brauchen ebensowenig genau zu sein, wie es bei der Hilfszündung die Einstellung des Erregergenerators zu sein braucht, so daß man sie ohne weiteres in die stufenweise Einrichtung der Energieschaltung hineinbringen kann.

Bisher wurde die Energieumschaltung dadurch vorgenommen, daß man Funkenstrecken kurzschloß. Eine kontinuierliche Energieverringerung war das also schon nicht, denn zwei Funkenstrecken geben gegenüber einer Funkenstrecke dem Sender bereits die vierfache Energie.

weil die Energie mit dem Quadrat der Spannung wächst. Drei Funkenstrecken waren mehr als doppelt so viel wie zwei Funkenstrecken usw.

Da nun im praktischen Betrieb eine Änderung der Energie von Funkenstrecke zu Funkenstrecke sich für unnötig erwiesen hat, da es vielmehr genügt, die Energie eines Senders in gewissen groben Intervallen ändern zu können, so ist man übereingekommen, die Abstufung etwa so vorzunehmen, daß jeder Sender außer seiner vollen Energie noch ca. $^1/_2$, $^1/_4$ und ca. $^1/_{20}$ der Energie senden kann. Diese Energiestufen haben sich in allen Fällen als praktisch vorteilhaft erwiesen, jedoch läßt die Hilfszündung auch jede weitere Energiestufe zu, falls die Apparatur entsprechend eingerichtet ist. E.

(Eingesandt 15. August 1913.)

Der Jubiläums-Ausgabe der Telefunken-Zeitung, 2. Jahrg., Nr. 12 entnehmen wir folgende Artikel:

I. 10 Jahre Telefunken-Technik.

Als am 15. Juni 1903 die Telefunken-Gesellschaft gegründet wurde, da hatten ihre beiden Vorgängerinnen, nämlich die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, System Professor Braun und Siemens & Halske, und die A.-E.-G., System Slaby-Arco, bereits eine fünfjährige technische Entwickelung in der Hochfrequenz-Technik hinter sich. Bei der deutschen Marine waren die Apparate der A.-E.-G. durchprobiert worden und hatten bereits zu einer größeren Anzahl von Installationen geführt; bei der deutschen Armee waren die Braun-Siemens-Apparate für fahrbare Militärstationen eingeführt worden.

Vergegenwärtigen wir uns für einen Augenblick den damaligen Stand der Technik von 1898—1903. Sowohl die Braun-Siemens-Gesellschaft als auch die A.-E.-G. besaßen nicht mehrere verschiedene Typen, sondern „das“ Stationsmodell. In beiden Fällen betrug die Primärenergie $^1/_2$ bis 1 KW. bei 50 bzw. 150 Funken pro Sekunde. Das Siemens-Modell stellt die erste drahtlose fahrbare Militärstation der Welt dar. Sie war als Protzfahrzeug gebaut mit einem Benzinmotor und einer Gleichstrom-Dynamomaschine zur Stromerzeugung, einem in Resonanz arbeitenden Induktor mit Wehnelt-Unterbrecher, mit einer Sendeschaltung nach dem Braunschen Patent. bei welcher als Kondensatoren kleine reagenzglasartige Leydener Flaschen und ein in Öl eingebauter Hochfrequenz-Transformator benutzt wurde; mit Empfängern, die in der Hauptsache in Kohärer-Apparaten bestanden,

daneben aber als Notempfänger ein Köpselscher Hörapparat, bestehend aus einer Kontaktspitze zwischen poliertem Stahl und Graphit. Die Empfänger waren insofern bemerkenswert, als sie bereits mit der heute noch modernen sogenannten Schwungradempfangsschaltung ausgestattet waren und weil sie bereits Drehkondensatoren zur Abstimmung benutzen nach dem Modell von Dr. Köpsel, wie sie heute kaum bei irgendeiner drahtlosen Empfangsstation fehlen. Das A.-E.-G.-Modell des Marinesenders arbeitete auch mit Gleichstrom und einer Quecksilber-Turbinenunterbrechung, ebenfalls auch mit einem Leydener Flaschen enthaltenden Erregerkreis, der durch einen Selbsttransformator mit dem Luftdraht verbunden war. Als Empfänger diente wieder als Hauptapparat ein Kohärerapparat, dessen Abstimmung durch „variable Schiebespulen" bewirkt wurde und daneben als Notempfänger ein Hörapparat mit elektrolytischem Detektor.

Das Typische für die Modelle beider Firmen und für den Stand der damaligen Technik war, daß die Stationen nur mit Niederfrequenz- und Gleichstrom-Meßinstrumenten versehen waren. Wohl hatten beide Firmen einen Wellenmesser bereits ausgearbeitet, und zwar die A.-E.-G. den ersten Wellenmesser der Welt in Gestalt einer variablen Selbstinduktion (Schiebespule) in Verbindung mit einem festen Kondensator. Das Eintreten der Resonanz wurde durch eine Spannungsmessung festgestellt. Mit diesem Apparat ließen sich aber nur einfache Wellenlängenmessungen vornehmen. Der Franke-Dönitzsche Wellenmesser der Braun-Siemens-Gesellschaft war in elektrischer Beziehung vollkommener. Er bestand aus einem variablen Resonanzkreis, bei dem die Abstimmungsveränderung durch einen Öldrehkondensator bewirkt wurde in Verbindung mit einem die Energie quantitativ anzeigenden Hitzdrahtinstrument. Mit dieser Apparatur konnte man neben Wellenlängenmessungen auch quantitative Dämpfungsmessungen ausführen.

In der ersten Zeit nach Gründung von Telefunken war die technische Arbeit auf die Verschmelzung dieser beiden Modelle zum ersten Telefunkenmodell und auf die Ausbildung des Hörempfängers gerichtet. Sehr bald traten aber schwierigere technische Aufgaben an die neue Gesellschaft heran, welche dazu zwangen, die Leistung der Sender zu vermehren, d. h. neuere und stärkere Sendetypen zu konstruieren. Insbesondere war es die Einrichtung der Küstenstation Norddeich, mit welcher die Telefunken-Gesellschaft im Jahre 1904 von der deutschen Reichspostverwaltung beauftragt wurde. Hierfür wurde ein Sender gebaut, welcher bei etwa 50 sekundlichen Funken ca. 20 KW. Wechselstromenergie verbrauchte. Zwischen dem normalen Modell und

diesem größten Sender wurden nacheinander mehrere Zwischentypen ausgebildet.

Als die Anzahl der drahtlosen Stationen und die von den einzelnen Stationen ausgesandte Energie stieg, erschien als erster recht bedenklicher Übelstand die große Störungsempfindlichkeit der Kohärerempfänger. Zur Verringerung dieser wurde die lose Empfangskoppelung durchgearbeitet, wie sie zum ersten Male von der Braun-Siemens-Gesellschaft auf ihren Versuchsstationen Saßnitz-Großmöllen durch Dr. Eichhorn vorgeführt worden war. Allmählich wurde unter Beibehaltung der Schwingungskreise des Empfängers der Kohärer mehr und mehr durch Hörapparate, und zwar erst durch den elektrolytischen, später durch Kristalldetektoren ersetzt und gleichzeitig die Funkenzahl am Sender gesteigert, da man erkannte, daß dieses ein Weg sei, um ohne Vergrößerung der Antennen mehr Energie im Sender zur Ausstrahlung zu bringen.

Bei diesem Stande der Dinge kam in den Jahren 1906/07 eine große Bewegung in die drahtlose Technik durch das Bekanntwerden der Poulsenmethode zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen. Es kam nicht, wie man anfangs geglaubt hatte, zu einer Beseitigung der Funkenmethoden, sondern im Gegenteil, ein gewaltiger Anstoß zur besseren Ausgestaltung der Funkensender war die Folge der Einführung einer Anzahl unzulänglicher Bogenlampenstationen. Das Hitzdrahtampèremeter im Sendeluftdraht wurde bald ein selbstverständliches Kontroll- und Meßinstrument und so wurden eine große Menge von Unsicherheitsquellen der drahtlosen Anlagen mit einem Schlage beseitigt. Durch planmäßige Steigerung der Funkenfolge wurde die Antennenenergie weiter vermehrt.

In diese Zeit fällt die Wiensche Entdeckung der Stoßerregung. Die Telefunken-Gesellschaft versuchte die Stoßerregung mit allen nur denkbaren Formen von Funkenstrecken, darunter auch Quecksilberdampflampen und anderen Vakuumfunkenstrecken. Hierbei wurde die Funkenfolge auf ein- oder mehrere Tausend pro Sekunde gesteigert. Nach etwa zweijähriger intensiver Laboratoriumsarbeit war die erste tönende Löschfunkenstation nach dem Telefunkensystem fertiggestellt, welche, mit 1 KW. im Luftdraht arbeitend und probeweise auf einem Handelsschiffe installiert, die Bewunderung und das Erstaunen aller übrigen Stationen erregte, die Gelegenheit hatten, die Signale des ersten tönenden Senders irgendwo aufzunehmen. Die Anordnung einer Serienfunkenstrecke mit guter Kühlung und in Verbindung mit einer hierfür richtig bemessenen Koppelung zwischen Erregung und Luftdraht: Das

war das neue Fundament, auf welchem die Telefunken-Gesellschaft den ersten brauchbaren tönenden Löschfunkensender der Welt konstruiert hat. Die hohe Funkenfolge führte bei gegebener Energie zu einer Verminderung der Spannungen am Luftdraht und hierdurch wurden die Selbstinduktionsspulen kleiner; sie erhielten für besondere Zwecke die Form von Variometern, und es entstanden auf diese Weise die ersten Löschfunkenstationen mit kontinuierlicher Wellenskala.

Während dieser Entwickelungsperiode hatte die Telefunken-Gesellschaft auch die Bogenlampenmethode genauestens untersucht, und es gelang ihr sogar, auch auf diesem Gebiete eine Priorität und einen Rekord herzustellen, insofern, als sie im Dezember 1908 in Gegenwart von Unterstaatssekretär Sydow und Geheimrat Slaby von ihrem Laboratorium Tempelhofer Ufer nach ihrer Versuchsstation Nauen auf 35 km mit drahtloser Telephonie ganze gesprochene Sätze deutlich übermittelte.

Bei diesen Arbeiten fand man die Bedingungen, bei denen es möglich ist, mittels der Bogenlampen auch gedämpfte Schwingungen mit Stoßerregung zu erzielen. Wenn auch die so gebauten Sender einen befriedigenden Wirkungsgrad hatten, so konnten sie doch nicht gegenüber den Wechselstromsendern mit Tonerzeugung konkurrieren und wurden in Zukunft von der Gesellschaft nicht weiter ausgeführt.

Immer höher stiegen von Jahr zu Jahr die Anforderungen, welche die Abnehmer an die drahtlose Technik stellten. Insbesondere die stets größer werdenden Reichweiten und die Verschärfung der Bedingungen, sei es über schwieriges Gelände, sei es in den Tropen, sei es durch eine große Wortzahl in der Minute und über einen längeren Zeitintervall eines Tages, hatten immer neue Erfindungen und Konstruktionen im Gefolge. Während zu Beginn der tönenden Löschfunken nur einige Sendemodelle ausgebildet waren, etwa mit 1 bis 10 KW. Primärenergie, stieg sehr bald die Anzahl der Typen höher und höher. Es wurden einerseits ganz schwache Typen für kleine Entfernungen verlangt — die kleinste arbeitet heute mit ca. 200 Watt Primärenergie — und andererseits auch sehr starke. Die stärkste Type wurde immer als Versuchsstation in Nauen eingebaut und dort ausprobiert. Zunächst eine Type mit etwa 50—60 KW. Primärenergie, mittels welcher nach einem fahrenden Schiff Reichweiten von 3000—4000 km erzielt wurden, und schließlich vor einem Jahr eine Type, welche mit 200—300 KW. Primärenergie arbeitet, wobei mehr als 100 KW. dem Luftdrahte zugeführt werden. Diese bis-

herige größte Telefunkentype erzielt nach Schiffen hin Reichweiten bis zu 5000 km. Es gelang auch, mit derselben erst bis Togo auf 5200 km und dann bis Amerika auf 6400 km zu telegraphieren.

Selbst bei dieser großen Type wurde die Tastgeschwindigkeit bis auf 50 Worte pro Minute erhöht.

Andere technische Vervollkommnungen, wie Einrichtungen zum Zwischenhören und eine Einrichtung, um mit einer Empfangsantenne zwei Telegramme gleichzeitig aufzunehmen (Doppelempfangsschalter), sind ebenfalls Vervollkommnungen dieser Entwickelungsperiode.

Die nachstehende Aufstellung zeigt eine Gegenüberstellung der 1903 und 1913 vorhandenen Normaltypen von Stationen und gibt ein Bild von der in diesem Zeitraum geleisteten Arbeit.

Verkaufsfähige Stationstypen 1903.

1. **Reichweite bis 25 km.**
   1 Mast 20—35 m Höhe; Primärenergie 350 Watt (60—120 Elemente).
2. **Reichweite bis 50 km.**
   1 Mast 30 m Höhe oder 2 à 20 m; Primärenergie 16 Zellen = 32 Volt.
3. **Reichweite 100—200 km.**
   1 Mast 50 m oder 2 à 35 m; Primärenergie 2 PS. und Akk. 64 Volt und 17 Ampère.
4. **Reichweite 350 km.**
   1 Mast 60 km oder 2 à 40 m; Primärenergie 4 PS.
5. **Fahrbare Station (100 km).**
   2 vierrädr. Karren, Primärenergie 4 PS. (2,5 KW.) Antenne: Ballonkabel 200 m lang.

Verkaufsfähige Typen 1913.

Landstationen	Primärenergie (Leistung des Wechselstromgenerators)
1. 0,1 LK Hochschulstation	200 Watt
2. 0,2 TK Leuchtturm-, See- und Wetterwartenstation	0,5 KW.
3. 0,5 TK Signal- und Lotsenstation	1 „
4. 1 TK Station für kleine Hafenorte	1,5 „
5. 1 TV Station für Kriegshäfen und Küstenforts	1,5 „
6. 1,5 TK Station für größere Hafenorte	3 „
7. 1,5 TV Station für größere Hafenorte	3 „
8. 2,5 TK Station für wichtige Verkehrszentren	5 „
9. 2,5 TV Station für Kriegshäfen und Landfestungen	5 „
10. 5 TK Station für große Hafenorte	10 „
11. 5 TV Station für Flottenstationen, Grenzfestungen	10 „
12. 7,5 TK Station für Flottenstationen, Grenzfestungen	15 „
13. 10 TK Große Küsten- und Zentralstation	20 „

Verkaufsfähige Typen 1913 (Fortsetzung).

Landstationen	Primärenergie (Leistung des Wechselstromgenerators)
14. 15 TK Große Küsten- und Zentralstation	25 „
15. 25 TK Große Landstation für transatlant. Verkehr .	48 „
16. 35 TK Große Landstation für transatlant. Verkehr .	60 „
17. 80 TK Große Landstation für transatlant. Verkehr .	160 „
18. 100 TK	200 „
19. Telefunkenkompaß	0,5 „
20. Die Höchstfrequenz-Maschinenstation	—
Schiffstationen	
21. 0,05 TK Bord-Kleinstation	200—300 Watt
22. 0,1 LK Station für Fischereifahrzeuge, Küstendampfer	0,3—0,5 KW.
23. 0,2 TK Station für kleine Personen- und Handelsdampfer und Unterseeboote	0,5 KW.
24. 0,5 TK Station für Personen- und Handelsdampfer und Torpedoboote	1 „
25. 1 TK Station für Personen- und Handelsdampfer. .	1,5 „
26. 1 TK Station für große Torpedoboote, Zerstörer usw.	1,5 „
27. 1,5 TK Station für Personen-, Handelsdampfer und Panzerschiffe	3 „
28. 2,5 TK Station für Post- und Schnelldampfer . . .	5 „
29. 2,5 TV Station für Kreuzer und Linienschiffe . . .	5 „
30. 5 TK Station für große Passagierdampfer	10 „
31. 5 TV Station für Kriegsschiffe	10 „
32. 7,5 TK Größte Schiffsstationen	15 „
33. 10 TK } 12,5 TK	25 „
34. 15 TK }	
35. Notsender	—
Militärstationen	
36. 0,03 TBK Freiballonstation	0,1 „
37. 0,04 TPK Tornisterstation	0,1 „
38. 0,04 TAeK Flugzeugstation	0,1 „
39. 0,1 TAeK Flugzeugstation	0,25 „
40. 0,1 TMK Motorluftschiffstation	0,25 „
41. 0,3 TMK Motorluftschiffstation	0,5 „
42. 0,3 TPK Sattelstation	0,5 „
43. 0,3 TLK Landungsstation	0,5 „
44. 0,5 TAK Leichte Automobilstation	1—1,5 „
45. 0,5 TFK Leichte fahrbare Feldstation	1—1,5 „
46. 1,5 TFK Fahrbare Feldstation.	2—2,5 „
47. 1,5 TAK Automobilfeldstation	2—2,5 „
48. 2,5 TAK Schwere Automobilstation	4—5 „

Auch heute ist die Entwickelung noch keineswegs zu einem Abschluß gekommen, sondern im Gegenteil im schnellsten Tempo weiter-

schreitend. Der Empfangsverstärker des verstorbenen österreichischen Erfinders von Lieben, welcher in vollkommenster Weise sowohl die ankommenden Moresignale als auch bei Telephonie die empfangenden schwachen Sprachwirkungen verstärkt, ist jetzt eingeführt worden. Seine Schaltungsweise wurde für die drahtlosen Zwecke nach vielen Richtungen hin von der Telefunken-Gesellschaft verbessert, so daß derselbe Apparat heute auch zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen schwächerer Energie dient. Die so erzeugten ungedämpften Schwingungen haben zum ersten Male eine absolut konstante Amplitude und Frequenz im Gegensatz zu den Bogenlampenmethoden, wo bekanntlich alles unterbrochen in bestimmten Grenzen variiert, und ferner können die mit der Liebenröhre erzeugten ungedämpften Schwingungen auf sehr kurze Wellenlängen heruntergebracht werden, z. B. bis auf 300 m Welle. Die Einrichtung wird sowohl für die praktische Installation als auch für das physikalische Laboratorium von allergrößter Bedeutung werden.

Aber auch in der Entwickelung der Großstation hat der Fortschritt nicht geruht. Die Erfahrungen der letzten Jahre haben gezeigt, daß der Einfluß des Lichtes auf große Entfernungen zur Anwendung sehr großer Wellenlängen und gleichzeitig zur Benutzung langer Antennen zwingt, und ferner, daß für große Entfernungen ganz enorme Energiebeträge notwendig sind, wenn auch bei Tageslicht eine Signalverbindung verlangt wird. Da diese Anforderungen bei Funkensendern zu einer Verminderung der Funkenfolge zwingen und diese wiederum zu einer schlechteren Energieausnutzung, hat die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen, und zwar jetzt die direkte Erzeugung aus einer Hochfrequenzmaschine, heute eine erheblich größere Bedeutung erhalten.

Die Telefunken-Gesellschaft hat eine Hochfrequenzmaschinenanlage durchgebildet auf dem Prinzip, in der Maschine eine relativ niedrige Wechselstromperiode zu erzeugen und die Hochfrequenz durch mehrfache Periodenverdoppelung zu gewinnen. Eine solche Maschinenanlage mit 20 KW. Primärenergie ist seit einem Jahre in der Station Nauen in Erprobung und gibt heute bei 1750 m Welle bereits 4 Antennen-KW. und bei 3500 m Welle sogar 11 Antennen-KW. Sie entspricht also in ihrer Leistung einer sogenannten 10 TK-Station mit Funkenerregung. Bei diesem Verfahren gelang es auch, zum ersten Male eine drahtlose Telephonie in rationeller Weise zustande zu bringen, und die Frage des Starkstrommikrophons zu lösen bzw. zu umgehen. Ein neuer Weltrekord wurde erzielt durch eine gute Gesprächsübertragung von

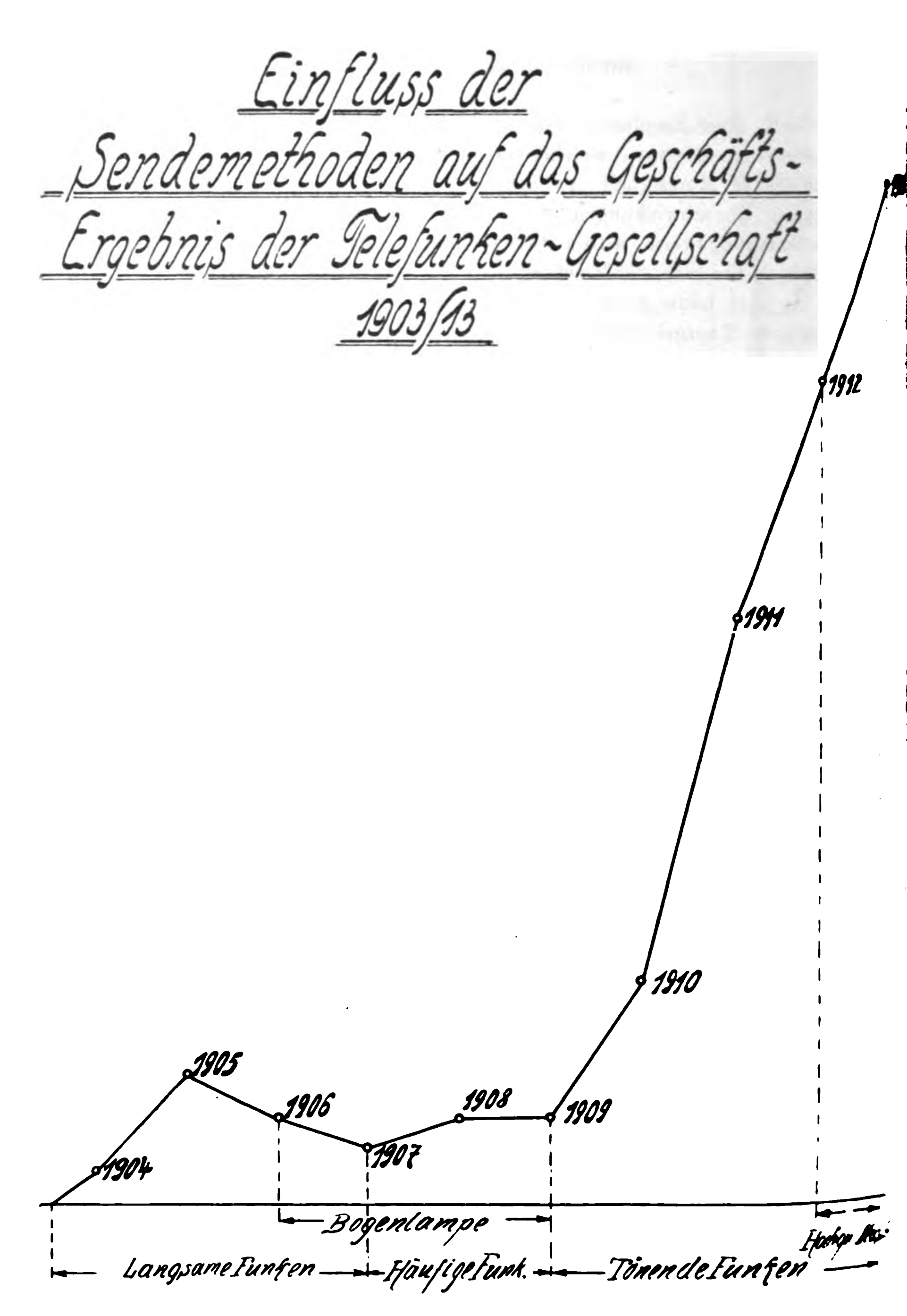

Einfluss der
Sendemethoden auf das Geschäfts-
Ergebnis der Telefunken-Gesellschaft
1903/13
1904
1905
1906
1907
1908
1909
1910
1911
1912
Bogenlampe
Langsame Funken
Häufige Funk.
Tönende Funken

Fig. 1.

Nauen bis Wien, also auf ca. 600 km, wobei mit einer dort benutzten, relativ kleinen Empfangsantenne eine Telephonielautstärke von annähernd 10 Parallelohm festgestellt wurde, bei sehr großer Deutlichkeit selbst der Konsonanten. Der Staatssekretär des Reichspostamtes, Exzellenz Kraetke, überzeugte sich am 27. Juni persönlich von der Leistung der Telephonie durch ein von Nauen nach Norddeich (450 km) übermitteltes Gespräch.

Durch diese Erfolge ermutigt, ist Telefunken zur Herstellung einer 200 KW. Hochfrequenzanlage übergegangen, welche schon im August oder September d. J. zur Aufstellung kommt.

In diesem augenblicklichen Zeitpunkt ist es natürlich schwer, zu sagen, welche Bedeutung die Hochfrequenzmaschine in Zukunft gewinnen wird. Es erscheint aber in hohem Maße wahrscheinlich, daß sie für Großstationen, namentlich größter Typen, gewisse Vorteile haben wird und damit für diese Zwecke aussichtsvoll erscheint, während für mittlere und kleine Stationen und zur Erzeugung der kurzen Wellen die Funkenmethode nach wie vor konkurrenzlos ist.

Die letzten zehn Jahre haben gezeigt, daß jede Methode ihre besonderen Vorteile und Nachteile hat, und daß entsprechend den vielseitigen Anforderungen der Praxis viele Methoden nebeneinander bestehen können.

Telefunken hat bisher jede der neu aufgetretenen Methoden aufgenommen und sie alle bis zu einer gewissen Vervollkommnung ausgebildet. Der Einfluß dieses Vorgehens auf das Geschäftsergebnis der einzelnen Jahre wird durch Fig. 1 veranschaulicht.

II. Dampfer „Imperator“.

Die drahtlose Telegraphie hat in den letzten Jahren im internationalen Seeverkehr eine große Bedeutung und Verbreitung erfahren. Von der großen Zahl der Passagierschiffe, die das Weltmeer kreuzen, gibt es wohl nur wenige, die nicht mit einer Apparatur für den drahtlosen Verkehr ausgerüstet sind. Während man früher auf einer Ozeanreise von der Mitwelt gänzlich abgeschnitten war, ist es heute möglich, mit den gleichzeitig auf der Reise befindlichen Schiffen in lebhaften Gedankenaustausch zu treten. Ja, es ist möglich unter Vermittelung anderer Schiffsstationen von der Mitte des Ozeans aus Telegramme an das Festland zu senden, oder solche von den Großstationen direkt zu empfangen.

In letzter Zeit wurde auf vielen Schiffen ein regelmäßiger Pressedienst und eine Bordzeitung eingeführt.

Den größten Wert und die größte Bedeutung erreicht die drahtlose Telegraphie sicherlich da, wo ein Schiff in Seenot geraten ist. Früher waren die Schiffbrüchigen hilflos und ohnmächtig den elementaren Mächten preisgegeben, heute ist die Aussicht auf Rettung durch Vermittelung der drahtlosen Telegraphie, deren Hilfssignale in weitem Umkreis gehört werden, bedeutend gestiegen. Schon mehrere Male hat die drahtlose Telegraphie Schiffbrüchige vor dem sicheren Verderben gerettet und dadurch Proben ihrer Zuverlässigkeit und Sicherheit abgelegt.

Mit der Vervollkommnung des internationalen Schiffsverkehrs nahmen die Ozeanriesen immer größere Dimensionen an. Hand in Hand mit der wachsenden Schiffsgröße ging auch das Wachsen der Radiostationen und deren Aktionsradius.

Der neueste Ozeanriese, der Dampfer „Imperator", der jetzt von der Hamburg-Amerika-Linie in Dienst gestellt ist, ist mit einer Stationstype ausgerüstet, die bisher nur als Landgroßstation verwendet wurde. Die Schiffslänge von 270 m gestattet jedoch eine Antennenform, deren Kapazität einer Landantenne größerer Dimension gleichkommt. Eine ähnlich große funkentelegraphische Anlage ist bisher noch auf keinem Handelsdampfer eingebaut worden.

Die Anlage besteht aus 3 Sendeapparaturen: 1. der Großstation. 2. der kleineren Station für den Nahverkehr mit ca. 3 KW. Primärenergie (1,5 KW. Antennenenergie) und 3. dem Notsender.

Mit der großen Apparatur kann fast auf dem ganzen Seeweg eine ununterbrochene Verbindung mit dem Festland, zur Hälfte mit Europa, zur andern Hälfte mit Amerika, aufrecht erhalten werden. Großes Gewicht wird darauf gelegt, mit dem Mutterlande möglichst lange in Verbindung zu bleiben.

Die kleinere Station dient dem Verkehr unter den Schiffen selbst, wobei nur kleinere Entfernungen bis 600 km tags resp. 1200 km nachts in Frage kommen. Der Notsender tritt dann in Tätigkeit, wenn aus irgendeinem Grunde die die Primärenergie liefernde Maschine versagt. Es ist möglich, mit dem Notsender den Telegraphenbetrieb während 6 Stunden aufrechtzuerhalten, d. h. über eine Zeit hinaus, in welcher in den meisten Fällen Maschinendefekte wieder behoben werden können.

Um von dem Maschinenstrom vollständig unabhängig zu sein, wird der Notsender von einer Akkumulatorenbatterie aus gespeist.

deren Beaufsichtigung und jederzeitige Betriebsfertigkeit dem Telegraphisten ganz besonders zur Pflicht gemacht wird. Auf die stete Betriebsbereitschaft muß schon aus dem Grunde außerordentlicher Wert gelegt werden, weil bei Havarien die Hauptmaschine versagen kann und daher das Herbeirufen von Hilfe nur durch eine unabhängige Stromquelle möglich ist.

Entsprechend den 3 Stationsanlagen besteht auch die äußere Ausrüstung aus 3 Antennen.

Für die Großstation ist zwischen den 2 je 63 m hohen Masten eine T-Antenne von 170 m Länge ausgespannt. Die Station für den Nahverkehr und der Notsender haben je eine Antenne, bestehend aus einem einzelnen Draht, der von je einem Mast an den Schornsteinen vorbei in den Apparateraum führt (Fig. 2).

Als Stromquelle dient der Großstation ein Gleichstrom-Wechselstromumformer mit 1500 Touren pro Minute und 500 Perioden pro Sekunde, der von dem Schiffsnetz gespeist wird.

Der vom Generator erzeugte Einphasenwechselstrom wird über eine Schalttafel, die Ampèremeter für Gleich- und Wechselstrom, Voltmeter, Voltmeterumschalter, Frequenzmesser, Sicherungen und Ausschalter trägt, dem Sender zugeführt.

Die Senderapparatur ist nach dem System der tönenden Löschfunken ausgeführt; sie erzeugt also im Empfänger musikalische Töne, deren Höhe durch Tourenregulierung am Generator reguliert werden kann.

Die Sendeapparatur ist in einem pultförmigen Rahmen mit Marmorplatte untergebracht (Fig. 3). Auf der Marmorplatte befinden sich die Funkenstrecke, das Amperemeter und die Handräder zur Einstellung der Wellenlänge und der Koppelung, während sich im Innern der Transformator, die Kondensatoren, die Selbstinduktion, das Variometer, die Luftdrahtspulen und die Ventilatoren zur Kühlung der Funkenstrecke befinden. Der eisengeschlossene Transformator hat eine Ölfüllung.

Die Verbindung der Antenne mit dem Sender und dem Empfänger stellt ein automatischer Blockierungsschalter her, der beim Senden den Empfänger blockiert, vor zu starken Einwirkungen der eigenen Station schützt und beim Empfangen die Leitungen zum Sender unterbricht.

Der Empfänger hat einen Wellenbereich von 300—5000 m. Um starke atmosphärische Störungen auszuschalten, ist ein Zwischenkreis vorgesehen.

Zur Speisung der kleineren Station für den Nahverkehr ist ein

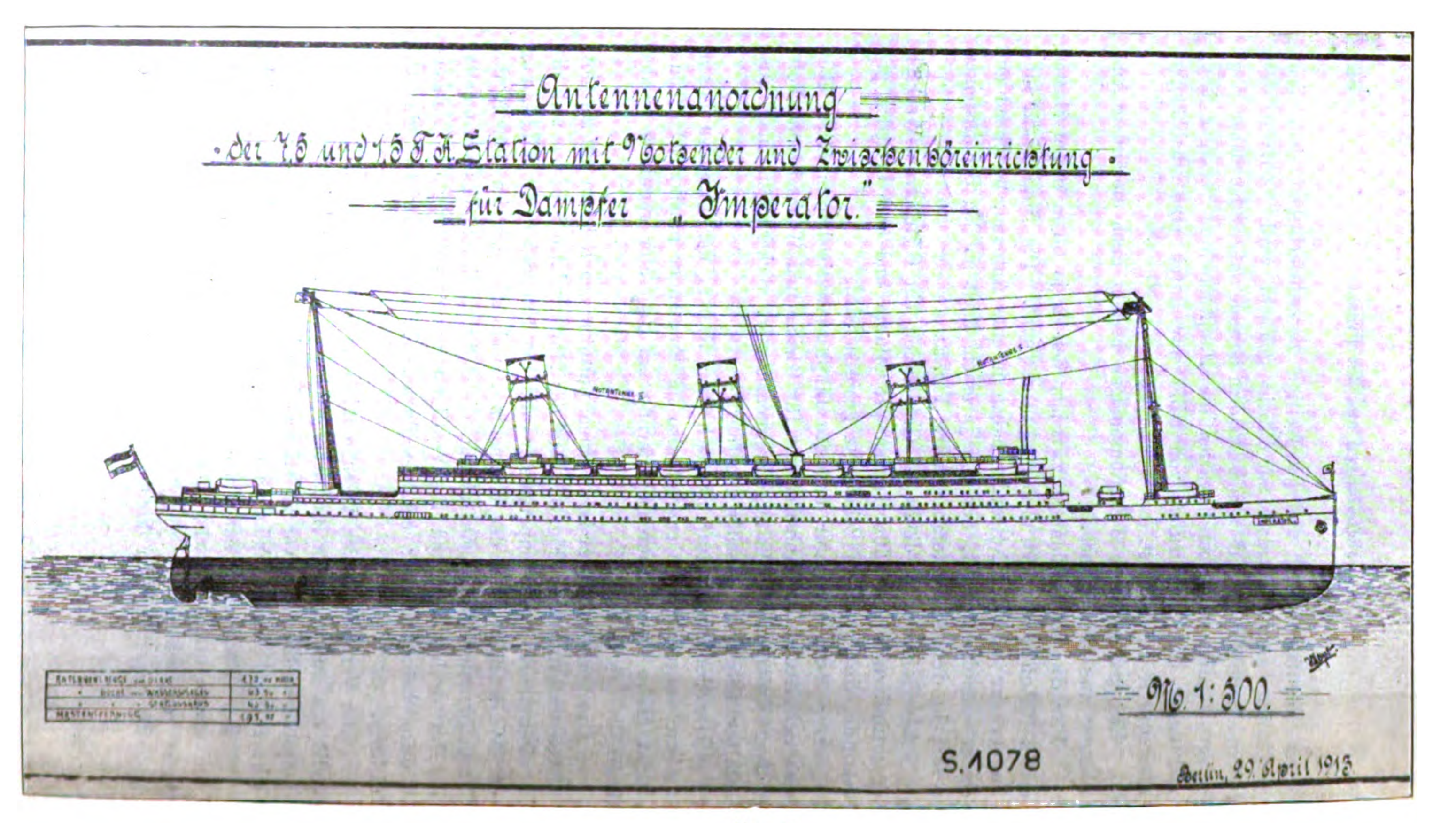

Antennenanordnung
der 7.5 und 1.5 T.K. Station mit Notsender und Zwischenhöreinrichtung
für Dampfer „Imperator."
M. 1:500.
S.1078
Berlin, 29. April 1913

Fig. 2.

zweiter Gleichstrom-Wechselstromumformer aufgestellt, der ebenfalls vom Schiffsnetz angetrieben wird. Die Ausführung dieses Senders ist

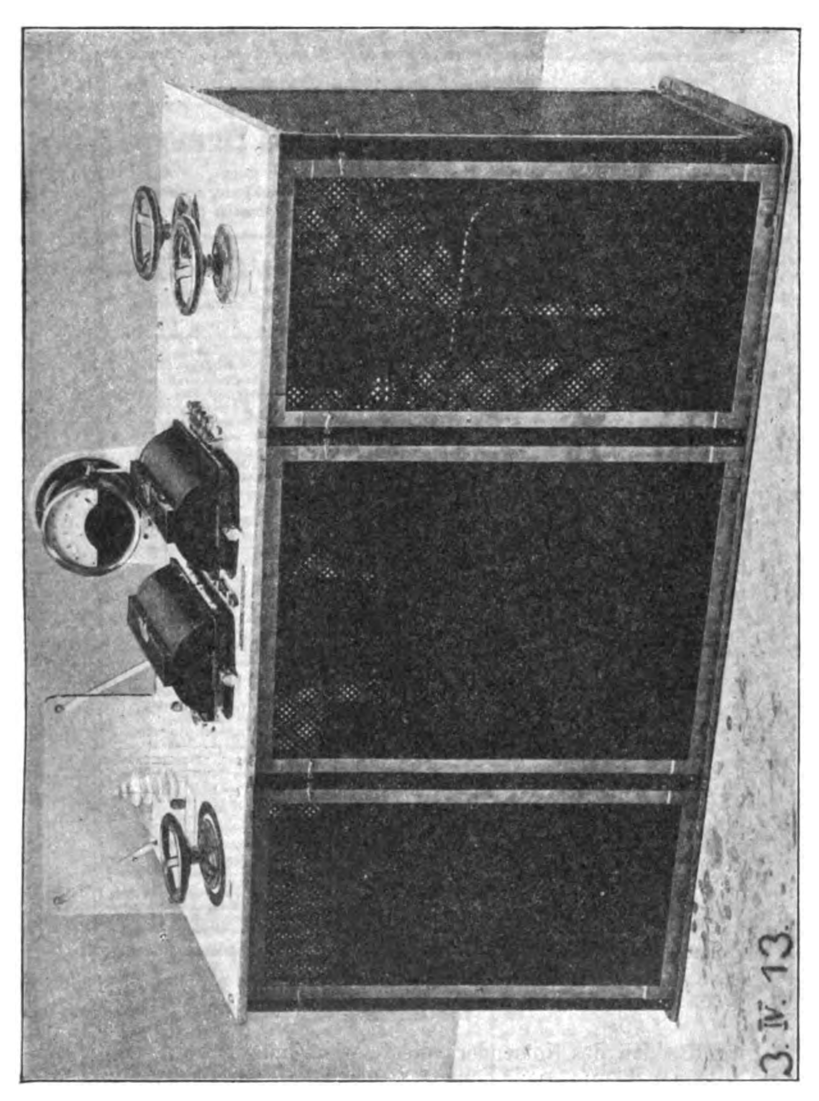


Fig. 3.

die normale, wie sie für größere Handelsdampfer überall angewandt wird. Zur Kontrolle des Senders dient ein kleineres Schaltbrett mit

allen erforderlichen Schalt- und Sicherheitsapparaten. Der Empfänger der Nahstation zeigt dieselbe Bauart, wie der der Hauptstation, nur ist er nicht mit einem Zwischenkreis ausgerüstet.

An Bord des D. „Imperator", den 30. Juni 1913

Neueste Nachrichten	Latest News
Empfangen von den Telefunken-Groß-Stationen Norddeich und Sayville (L. J.)	Received from the Telefunken High-Power stations Norddeich and Sayville (L. J.)

HALLE a. d. Saale. Auf der Bahnstrecke Halle-Kassel sind zwölf Dynamit-Patronen gefunden worden. Die Eisenbahndirektion hat für die Ergreifung des Täters eine Belohnung von 300 Mark ausgesetzt.

BERLIN. Die Abgeordneten Bassermann und Richthofen stellten gestern im Reichstage die Anfrage, ob die Behauptung eines Berliner Blattes richtig sei, dass Deutschland bei den deutsch-englisch-türkischen Verhandlungen über Koweit, den Endpunkt der Bagdadbahn, für immer auf die Beteiligung an der Tigrisschiffahrt verzichtet habe. — Infolge verschiedener, äusserst harter Kriegsgerichtsurteile in der letzten Zeit hat sich eine Kommission gebildet, der Vertreter sämtlicher Parteien angehören, um die Härten im Militärstrafgesetzbuch zu mildern; vor allem soll bei den Urteilen die Frage berücksichtigt werden, ob dem Angeklagten mildernde Umstände zu gewähren sind. Die erste Sitzung der Kommission hat noch zu keinem positiven Ergebnis geführt.

SOFIA. Der rumänische Gesandte Ghika hat eine amtliche Erklärung abgegeben, dass sich Rumänien im Falle eines Krieges zwischen Serbien und Bulgarien die Freiheit des Handelns vorbehalte.

TETUAN. Vier Kompanien Infanterie mit regulären, eingeborenen Truppen stiessen gestern bei dem Dorfe Benisali auf eine starke Abteilung feindlicher Truppen. Die Spanier warfen den Feind zurück, wobei sie nur geringe Verluste hatten. Auf Seiten der Eingeborenen sollen 80 Mann gefallen sein.

KALKUTTA. Bei Onda im Bezirk Bardwan stürzte ein Personenzug in den Salkofluss. Nach einer amtlichen Meldung sind vier Personen ertrunken.

STOCKHOLM. Der Flieger Brindejonc ist hier gestern Nachmittag in der Richtung nach Kopenhagen aufgestiegen.

PRETORIA. Die Regierung beabsichtigt, die bereits durch den Finanzminister dem Parlament angekündigte Anleihe von 6 Millionen Pfund am 1. August hier zur Zeichnung aufzulegen.

KOTTBUS. Das hiesige Schwurgericht hat die Witwe Köckeritz, die angeklagt war, ihren Geliebten getötet und den Leichnam verbrannt zu haben, nach dreitägiger Verhandlung zum Tode verurteilt.

ARAD. Ministerpräsident Tisza ist bei der gestrigen durch seine Wahl zum Ministerpräsidenten erforderlichen Neuwahl zum Abgeordnetenhause gegen den Kandidaten der Opposition Grafen Szechenyi wiedergewählt worden.

NEW YORK. Cooling showers yesterday morning dissipated a hot wave reported from the West. It is announced that the region from Pennsylvania to the Rockies is ingulfed in a terrific heat wave and that many cities reported deaths and great suffering.

WASHINGTON. President Wilson is being urged by some of his close friends, especially from Pennsylvania, to go to Gettysburg and attend the anniversary of the battle. — Vice-President and Mrs. Marshall are tired of the glare and glitter of one of Washington's fashionable hotels and are now looking about for a house in which to make their home for the next four years.

BOSTON. Harry Wassermann was injured by the overturning of his automobile on Commonwealth Avenue, Brighton, early yesterday. The accident was caused by breaking a front axle.

COPENHAGEN. The newly founded Danish Radio Telegraph Company bought from the Universal Radio Syndicate of London the Poulsen patents for Denmark and the sole right of using this system between Scandinavia and America. Stations will be established in Norway, Denmark, Greenland, Canada, Danish West Indies and Panama.

HALLE (Saale), Germany. On the railroad section Halle-Cassel twelve dynamite cartridges were found. The authorities have offered a reward of 300 Marks for the discovery of the culprits.

TETUAN. Four companies of Spanish and native infantry attacked a strong division of the enemy at the village of Benisali. The Spaniards repulsed the natives sustaining but a small loss. It is reported that the natives lost 80 men.

CALCUTTA. As the result of a railway accident near Onda in the district of Bardwan four persons were drowned in the River Salko.

STOCKHOLM. Yesterday afternoon the aviator Brindejonc started for Copenhagen from here.

Der drahtlose Zeitungsdienst an Bord wird von der Deutschen Betriebsgesellschaft für drahtlose Telegrafie m. b. H. (Debeg) Berlin wahrgenommen, die auch den Funken-Telegraphen-Dienst auf allen anderen Dampfern der Hapag ausübt.

The Wireless Press Service on board this ship is handled by the Deutsche Betriebsgesellschaft für drahtlose Telegrafie m. b. H. (Debeg) Berlin. The Wireless Telegraph Service on all the other ships of the Hapag is also managed by the company mentioned above.

Fig. 4.

Zum Betrieb des Notsenders dient, wie schon erwähnt, eine Akkumulatorenbatterie, die gleichfalls vom Schiffsnetz aufgeladen wird.

Der Akkumulatorenstrom betätigt einen Hammerunterbrecher, der auf die Sendeapparatur der kleineren Nahstation umgeschaltet wird.

Fest eingebaut ist auch ein Wellenmesser, der durch passend an-

gebrachte Induktionsspulen jederzeit die Wellenkontrolle des Senders sowohl, wie des Empfängers gestattet.

Die Räumlichkeiten für die Funkenspruchanlage befinden sich auf Deck. Es stehen hierfür 4 Räume zur Verfügung:

In dem ersten befindet sich der Sender der Hauptstation; in dem zweiten, von dem Senderaum durch eine schalldichte Wand isoliert, ist der Empfänger aufgestellt. Hier steht auch die Sendeapparatur der kleineren Station, die Batterie und der Induktor des Notsenders.

An diesen Empfangsraum schließt der Telegrammannahmeraum an, dessen Verbindungswand mit einem Schalter versehen ist. Im Annahmeraum stehen 3 Schreibpulte zum Abfassen der Telegramme.

Der vierte Raum dient den Telegraphisten als Wohnraum.

Die Erfolge, die der Dampfer auf seiner ersten Amerikafahrt erzielt hat, sind geradezu glänzend zu nennen. Der Dampfer stand täglich entweder mit der Station Norddeich oder mit der Station Sayville auf Long Island in Verbindung.

Die neuesten Zeitungsnachrichten, die von den beiden Stationen täglich ausgesandt wurden, wurden in Form einer Bordzeitung jeden Morgen den Passagieren beim Frühstück zugestellt. Die Fig. 4 zeigt die Bordzeitung vom 30. Juni. Die Gesamtzahl der gesandten Depeschen während der Hin- und Rückfahrt betrug 899 mit 20979 Worten; empfangen wurden 597 Telegramme mit 11884 Worten. Außerdem wurden täglich ca. 400 Worte Pressenachrichten aufgenommen, im ganzen über 4000.

Mit der Küstenstation Norddeich stand der Dampfer noch auf 3800 km, unter Verwendung einer Welle von 1800 m, in guter gegenseitiger Verbindung. Gleichzeitig wurde aber auch der Dampfer schon von Sayville gehört.

E.

(Eingesandt 1. September 1913.)

Eine Methode zur Vergleichung von Kapazitäten bei verschiedenen Frequenzen.

Von **Albert Campbell.**[1])

Zur genauen Kapazitätsbestimmung aus Widerstand und Frequenz hat man die bekannte Kommutatormethode von Maxwell. Sie ergibt bei allen Arten von Kondensatoren vorzügliche Resultate und es können

1) Vgl. Electrician 2. August 1912.

auch zwei Kapazitäten miteinander verglichen werden, indem man eine nach der anderen mißt. Aber ein solcher Vergleich ist etwas umständlich. Man könnte ihn dadurch vereinfachen, daß man zwei voneinander getrennte vollständige Brücken verwendet, deren Kommutatoren auf einer gemeinsamen Achse befestigt sind; in der beigefügten Skizze ist aber eine noch einfachere Anordnung angegeben. Mit ihr läßt sich die Vergleichung unter ganz ähnlichen Verhältnissen mit Ladung und Entladung vornehmen, wie bei der Maxwellmethode. Ein rotierender

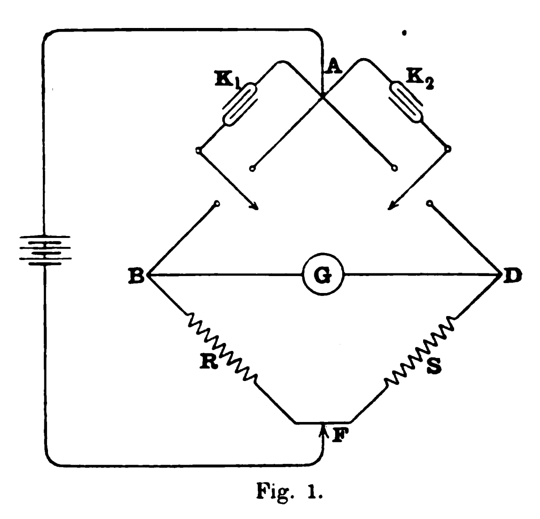


Fig. 1.

doppelter Kommutator ist so angeordnet, daß er die beiden Kondensatoren gleichzeitig aufladet und kurz schließt; die Widerstände R und S und die Frequenz müssen so bemessen sein, daß in jedem Kreise eine praktisch vollkommene Ladung und Entladung der beiden Kondensatoren K_1 und K_2 stattfindet. Das Galvanometer muß eine große Schwingungsdauer haben.

Wir wollen zuerst annehmen, daß die zwei Kommutatoren so gut gearbeitet sind, daß sie die betreffenden Kontakte wirklich ganz zu gleicher Zeit schließen. Wenn K_1 und K_2 in bezug auf Isolations- und dielektrische Verluste gleichartig sind, so ist der Galvanometerstrom praktisch Null, sobald $R : S = K_2 : K_1$.

Wenn die Kondensatoren nicht gleichartig sind, so fließt ein Wechselstrom durch das Galvanometer, aber durch passende Veränderung des Verhältnisses $R : S$ kann der Mittelwert des Stromes auf Null gebracht werden. Es ist dann sehr nahe $K_2 : K_1 = R : S$.

Man kann sich aber besonders bei hoher Frequenz nicht darauf verlassen, daß die zwei Kommutatoren die Aufladung der Kondensatoren genau im selben Augenblick bewirken [1]); daher muß eine zweite Messung mit vertauschten Kommutatoren gemacht werden. Das Mittel der zwei so erhaltenen Werte gibt dann mit großer Genauigkeit das Verhältnis der Kapazitäten an, was durch Versuche bestätigt worden ist.

Wenn die dielektrischen Verluste der Kondensatoren sehr verschieden sind, so ist es schwer, eine exakte Theorie des Vorganges während der Ladung zu entwickeln.

Der Vorteil der Methode besteht darin, daß kein Wechselstrom nötig ist und daß durch die Verwendung eines Gleichstromgalvanometers die Empfindlichkeit eine sehr hohe wird.

Die Wechselstrommethoden (z. B. nach Wien oder Carey Foster) sind allerdings vorzuziehen, obwohl, wenn höchste Genauigkeit verlangt wird, die sehr kleinen Selbstinduktionen der verwendeten Widerstände berücksichtigt werden müssen. Während diese Methoden eine Sinusspannung benutzen, verwenden die Kommutatormethoden eine Spannung von rechteckiger Kurvenform. Eine lange Versuchsreihe, die wir durchgeführt haben, scheint die folgende Beziehung zwischen den zwei Methoden zu ergeben. Bei Kondensatoren mit sehr guter Isolation ergeben die zwei Methoden dasselbe Resultat, vorausgesetzt, daß die betreffenden Frequenzen so gewählt sind, daß die Ladeperiode (oder die ihr gleiche Entladeperiode) der rechteckigen Spannungskurve $2/\pi$ mal der halben Periode der Sinuskurve beträgt. Wenn diese Bedingung befriedigt ist, so stimmen die Resultate bei den zwei Formen der Spannungskurve in einem weiten Frequenzbereiche bis auf ein oder zwei Hunderttausendstel miteinander überein.

Die erwähnten Versuche sollen demnächst in einer Arbeit über die Bestimmung des Ohm in absolutem Maße beschrieben werden.

(Nach dem Englischen von Hilde Barkhausen.)

1) Herr D. W. Dye hat vorgeschlagen, dies dadurch zu erreichen, daß man kurz bevor und kurz nachdem die Kondensatoren mit B und D verbunden werden, den Batteriekreis durch den Kommutator bei A öffnen läßt.

(Eingesandt 15. Juni 1913.)

Adresse des Verfassers: Leicester House Queen's Road, Teddington, Middlesex.



Hilfsapparate für die Empfangsmessung radiotelegraphischer Signale.

Von **L. W. Austin.**[1])

a) Ein Hörmesser.

Für die Messungen der Stärke radiotelegraphischer Zeichen im Telephon wird in der Regel die Parallelohm-Methode angewendet. Die gewöhnliche Form der dazu benötigten Widerstandskästen ist aus verschiedenen Gründen unbefriedigend. Die im folgenden beschriebene, von G. W. Pichard für das U. S. Navy Department angegebene Form hat sich als praktisch sehr bequem erwiesen. Die kreisförmige Metallleiste enthält 34 Stöpsel mit den zugehörigen Widerständen in einer Verteilung, daß die Hörbarkeit, bestimmt nach der Formel

$$A = \frac{T + S}{S}$$

für benachbarte Stöpsel ungefähr 20 % differiert. In der Formel ist A die Hörbarkeit ausgedrückt in Telephonströmen, wobei der am schwächsten hörbare Telephonstrom als Einheit gesetzt ist; T bedeutet den Wechselstromwiderstand des Telephons für die benutzte Frequenz, und S ist der Nebenschlußwiderstand. Der genaue induktive Widerstand des Telephons variiert natürlich mit der Funkenfrequenz und in einem geringeren Grade mit der Kapazität des Telephon-Blockkondensators, der die gleich gerichteten Impulse zu beeinflussen scheint. Der induktive Widerstand eines modernen 2500 Ohm-Telephon, über einen Kondensator von nicht über 0,02 Mikrofarad geschaltet, bei 1000 Funken per Sekunde ist ungefähr 5000 Ohm. Auf dieser Basis ist der Hörmesser konstruiert und die Stöpselungen sind direkt nach Hörbarkeit anstatt nach Widerstand geeicht.

b) Ein Prüfer für Gleichrichter-Kontaktdetektoren.

Die Messung radiotelegraphischer Zeichen bei großen Entfernungen wird kompliziert durch die bekannte Tatsache, daß der gebräuchlichste Detektortyp, nämlich der Gleichrichter-Kontaktdetektor, im allgemeinen unzuverlässig ist, da er nicht immer die gleiche Empfindlichkeit zeigt. Sein Vorzug besteht jedoch für quantitative Messungen darin, daß er

---

1) Vgl. auch Journal Washington Ac. of Sc. Nr. 5, 1913 und Jahrb. 6, 178, 1912.

sowohl mit dem Galvanometer als mit dem Telephon benutzt werden kann. Die Erfahrung zeigt, daß die Stärke der Zeichen im Telephon sowohl nach der Nebenschlußmethode als unter Benutzung des Galvanometers im gleichen Kreis bei fast allen Gleichrichtertypen proportional dem Quadrat der schwingenden Ströme ist.

In einem früheren Artikel[1]) habe ich eine Methode beschrieben, den Detektor nach Maß der Empfangsströme in der Antenne zu kalibrieren. Diese für ein Laboratorium oder große Stationen mit Laboratoriumseinrichtungen sehr geeignete Methode ist für den einfachen Radiotechniker weniger angebracht und ganz unmöglich für

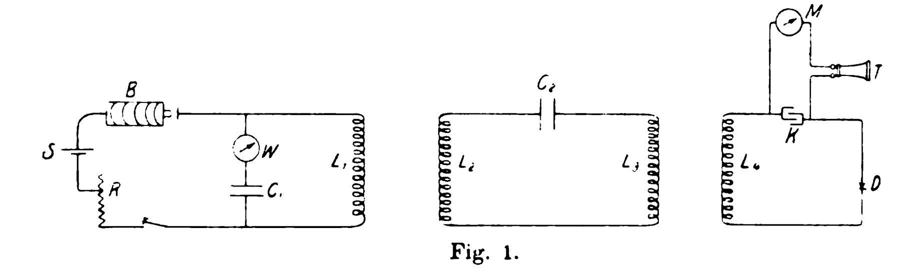


Fig. 1.

Schiffsstationen wegen der Notwendigkeit der Benutzung eines hochempfindlichen Galvanometers und zerbrechlicher Thermoelemente.

Um diese Schwierigkeiten zu beseitigen, habe ich einen Detektorprüfer angegeben, mit dem man jederzeit die Empfindlichkeit irgendeines Gleichrichterdetektors feststellen kann. Das Prinzip des Apparates ist folgendes: In einem durch einen Summer erregten Kreis mit unveränderlicher Selbstinduktion und Kapazität läßt sich die quadratische Hochfrequenzströmung durch ein empfindliches *H*- u. *B*-Hitzdraht-Wattmesserinstrument mit einem Meßbereich bis 0,03 Watt bestimmen. Mit diesem Kreis ist gekoppelt ein zweiter Kreis mit festem Kondensator und zwei festen Selbstinduktionen, abgestimmt auf den Summerkreis. Dieser Zwischenkreis ist eingeführt, um die direkte Wirkung des Summers auf den Detektor zu reduzieren. Mit diesem zweiten Kreis ist in loser Koppelung ein dritter Kreis verbunden, bestehend aus einer festen Selbstinduktion, Kondensator und dem zu prüfenden Detektor (Fig. 1).

Der dritte Kreis des Detektorprüfers ist wie folgt hergestellt: Ein Paul-Mikroampèremeter von ungefähr 250 Ohm Widerstand und

1) Bull. Bur. of Stand. 7, 295, 1911.

einer Empfindlichkeit von 2 Skalastrichen pro Mikroampere liegt parallel zum Kondensator des Kreises und seine Ausschläge für eine gegebene Ablesung des Wattmeters im Kreis I dienen dazu, die Empfindlichkeit des zu prüfenden Detektors anzuzeigen. Diese Methode ist jedoch nur für gröbere Detektoren anwendbar. Für Detektoren, deren Empfindlichkeit durch zu starke Erregung leidet, wird an Stelle des Mikroamperemeters ein Telephon mit dem vorstehend beschriebenen Hörmesser benutzt. In diesem Fall muß die Koppelung des dritten Kreises sehr lose sein, so daß mit einem Detektor von Durchschnittsempfindlichkeit ein Ansprechen auf hundertfache Hörbarkeit erzielt werden kann. Man wird bemerken, daß diese Form des Detektorprüfers sich von anderen darin unterscheidet, daß die Wellenlänge, Koppelung usw. alle unveränderlich sind, und der Vergleich wird angestellt unter unveränderlichen Verhältnissen zwischen dem Ansprechen des Detektors und der Schwingerenergie des Summerkreises.

Um eine genügende Schwingungsenergie zu erzeugen für eine Ablesung des Wattmeters, 0,005—0,01 Watt, ohne zu viel direkten Strom durch den Summerkontakt zu schicken, muß eine verhältnismäßig große Wellenlänge, 2000 m oder mehr, benutzt werden. Es ist natürlich von größter Wichtigkeit, einen Summer zu benutzen, der Hochfrequenzströme von großer Konstanz erzeugt[1]).

Die Empfindlichkeit des Detektors wird im allgemeinen bestimmt durch Beobachtung der Ablenkung des Mikroamperemeters entsprechend einer Ablesung von 0,005 Watt auf dem Wattmeter im Summerkreis. Das Verhältnis der Ablesung vom Wattmeter zu der des Mikroamperemeters kann ausgedrückt werden nach Maß der Energie, die erforderlich ist für ein Ansprechen des Detektors, das willkürlich für das am schwächsten hörbare Signal unter gewöhnlichen Umständen angenommen wird. Diese Energiekalibrierung des Detektorprüfers geschieht ein für allemal mit Hilfe eines Detektors, der unmittelbar vorher durch die Thermoelement- und Galvanometermethode kalibriert wird.

Die Erfahrung hat gezeigt, daß die für eine gewisse Stärke der Zeichen durch den Detektor erforderliche Energie unabhängig ist von der Wellenlänge und nahezu unabhängig von der Funkenfrequenz[2]). Ferner wurde gefunden, wenn der Detektorkreis mit der Antenne

1) Die kleinen Hochfrequenzsummer von niedrigem Widerstand, die die Ericsson Telephone Co., Buffalo, N. Y. herstellt, haben sich in dieser Hinsicht erheblich überlegen erwiesen über alle Spezialsummer für radiotechnische Zwecke.

2) Gänzlich für Galvanometermethode.

gerade fest genug gekoppelt ist, um maximale Stärke der Zeichen zu erzielen, daß dann die Energie sich gleichmäßig zwischen Antenne und Detektorkreis verteilt[1]). Hieraus folgt, daß, wenn wir die Energie im Detektor kennen, wir ein Maß für die empfangene Energie haben, und wenn der totale Widerstand der Antenne einschließlich demjenigen, der durch den gekoppelten Detektorkreis hineingebracht wird, bekannt ist und ebenso die effektive Höhe der Antenne, daß man dann aus der Stärke der Zeichen oder Größe des Galvanometerausschlages sofort die Intensität des elektrischen Feldes an der Empfangsstelle bestimmen kann[2]).

U. S. Naval Radiotelegraphic Laboratory Washington, März 1913.
(Nach dem Englischen. E.)

1) Bull. Bur. of Stand. 7, 301, 1911.
2) Journ. of the Wash. Ac. 1, 275, 1911.

(Eingesandt 1. Mai 1913.)

Adresse des Autors: U. S. Naval Radiotelegraphic Laboratory Washington.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Ein Verfahren und eine Einrichtung zum Empfang in der drahtlosen Nachrichtenübermittelung betrifft das D. R. P. Nr. 261280 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin. Die Detektorströme beeinflussen hier eine ein- oder mehrphasige Wechselstrommaschine, welche Ströme nur einer bestimmten Periodenzahl abgeben kann und zwar nur dann, wenn die Periodenzahl des sie beeinflussenden Wechselstromes mit ihrer eigenen übereinstimmt. Zur Ausführung dieses Verfahrens findet eine nach Art einer Asynchronmaschine gebaute synchrone Wechselstrommaschine Verwendung, deren Rotor- und Statorwickelungen hintereinander oder parallel geschaltet sind. Die Schaltung ist in Fig. 1 dargestellt. a ist die Antenne, deren Koppelungspule b_1 mit der Sekundärspule b_2 des Detektorkreises gekoppelt ist. d stellt den Detektor dar und c die sogenannte Telephonkapazität. Parallel zu dieser liegt die Erregerwickelung e der Maschine. R ist der Rotor, S der Stator der Maschine. Beide sind hintereinander geschaltet, während das Telephon g in dem gleichen Kreis liegt. In den Arbeitskreis der Wechselstrommaschine kann ein Kondensator f eingeschaltet werden, wodurch das Feld der Maschine verstärkt, d. h. diese bis zu einem gewissen Grade selbsterregend gemacht werden, was bei sehr

schwachen Detektorströmen von Nutzen ist. Die Maschine wird zweckmäßig nach Art der sogenannten Doppelfeldmaschine gebaut, doch kann auch eine Wechselstromkollektormaschine mit Selbsterregung in bekannter Form Verwendung finden. Ferner ist es vorteilhaft, die Toureneinstellung der Wechselstrommaschine in Stufen vorzunehmen, die den einzelnen Tönen des zugehörigen Tonsenders entsprechen. Auch kann der Vieltonempfang durch Verwendung mehrerer Wechselstrommaschinen erfolgen, von denen jede mit konstanter Tourenzahl laufende durch

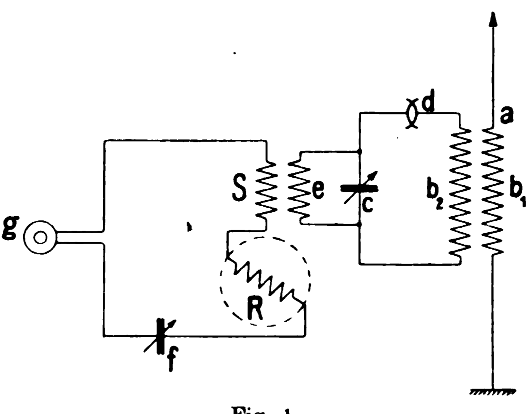


Fig. 1.

ihre Tourenzahl oder durch ihre Polzahl oder durch beides auf einen bestimmten Ton abgestimmt ist.

Das D. R. P. Nr. 266588 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin betrifft eine einziehbare Antenne für Luftfahrzeuge. Die Anordnung ist in Fig. 2 dargestellt. Die Antenne 3 ist in aufgewickeltem Zustande von der Sende- und Empfangsapparatur, zu der die Leitung 7 führt, abgeschaltet und unter Vermittelung ihrer Haspel 1 an das Gerippe oder Gegengewicht des Luftfahrzeuges (Leitung 2) angeschaltet. In abgewickeltem Zustande dagegen schaltet sich die Antenne durch Zwischenschaltung eines isolierenden Verbindungsstückes 4 einerseits von der Haspel 1 ab und legt sich andererseits unter Vermittelung eines stöpselartigen Kontaktstückes 5, das sich in ein Gegenkontaktstück 6 hineinlegt, an den Sende-Empfangsumschalter (Leitung 7) an.

Ein Verfahren für die Zwecke der Störungsbefreiung in der drahtlosen Nachrichtenübermittelung betrifft das D. R. P. Nr. 265762 der C. Lorenz Aktiengesellschaft. Bei den heute gebräuchlichen Stationen für drahtlose Telegraphie wird bekanntlich der wechselseitige Verkehr

sofort in Frage gestellt, wenn eine dritte Station zufällig oder absichtlich mit derselben Welle gleichzeitig gibt, den Verkehr also stört. Man muß dann entweder solange warten, bis die Störung aufhört, oder beide, Sender- sowohl wie Empfangsstation, müssen gemäß vorheriger oder nun zu treffender Vereinbarung auf eine andere Wellenlänge übergehen. Diesem Übelstande soll nach Patent Nr. 265762 dadurch abgeholfen werden, daß die Sendestation durch ein periodisch geändertes Abstimmorgan ständig die Wellenlänge in bestimmten Grenzen ändert, d. h. pro Zeichen sämtliche Wellen eines größeren Wellenbereichs ausstrahlt, so daß auf der Empfangsstation bei eintretenden Störungen allein durch Änderung ihrer eigenen Abstimmorgane ein sicherer Empfang gewährleistet wird.

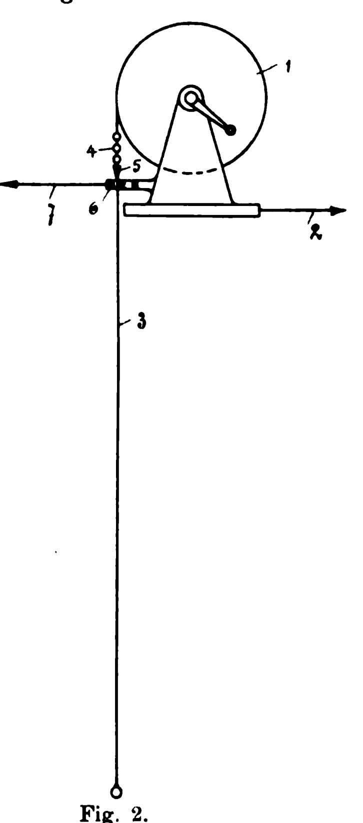


Fig. 2.

Ferdinand Schneider in Fulda hat sich durch D. R. P. Nr. 265155 nebst Zusatzpatent Nr. 266029 eine Empfangsvorrichtung für elektrische Wellen schützen lassen. Das Wesen dieser Anordnung besteht darin, daß ein Detektor als Hilfserreger mittelbar oder unmittelbar für einen Fritter dient, d. h. ihn zum Fritten bringt. Die Anordnung wird dabei so getroffen, daß eine im Stromkreis des Detektors befindliche Drahtwindung den Fritter umkreist, wobei die Induktionsströme des Detektorkreises den Fritter erregen, und zwar entweder durch lokale Wellen oder durch lokale Induktion. Man kann auch eine im Stromkreis des Detektors liegende Leitung parallel mit dem Fritter führen, oder der als Hilfserreger dienende Detektor kann parallel an den Fritter geschaltet werden. Endlich kann auch der Erregerstrom des Detektors isoliert durch das Frittpulver des Fritters geführt werden.

Einen Indikator für elektrische Wellen betrifft das D. R. P. Nr. 263618 der C. Lorenz Aktiengesellschaft. Er besteht aus einem

evakuierten, aus einem Isolierstoff gebildeten Hohlkörper, der mit einem Gemisch von Helium und Neon gefüllt ist. Röhren mit reiner Heliumfüllung sind bekannt, ebenso Röhren mit reiner Neonfüllung. Es hat sich aber herausgestellt, daß gerade durch die Mischung von Helium und Neon eine ganz erheblich geringere Energie zum Leuchten der Röhre erforderlich ist, desgleichen eine wesentlich geringere Spannung, und daß außerdem eine größere Leuchtwirkung erzielt wird.

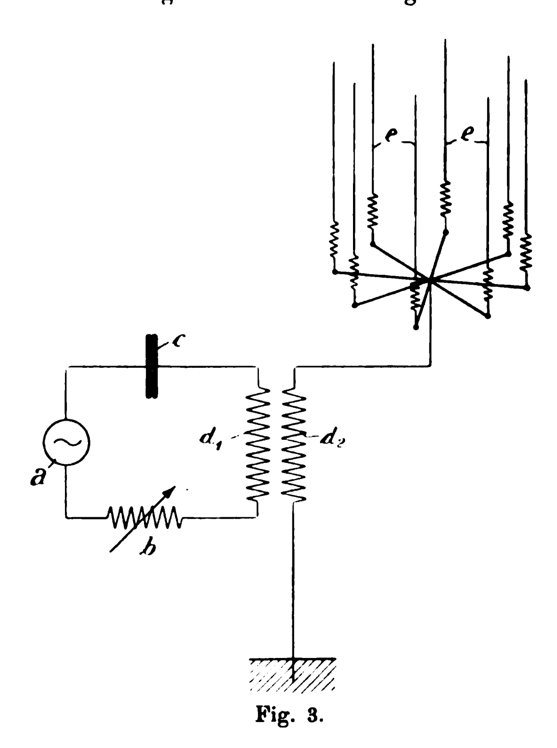


Fig. 3.

Eine Sendestation für die Zwecke der drahtlosen Ortsbestimmung betrifft das D. R. P. Nr. 265732 der C. Lorenz Aktiengesellschaft. Diese Anordnung ist in Fig. 3 dargestellt. In dieser bedeuten *a* einen Sender, welcher über das stetig veränderliche, beispielsweise aus einem Variometer bestehende Abstimmorgan *b* und eine geeignete Kapazität *c* mit der Koppelungsspule d_1 in Verbindung steht und durch diese induktiv Energie auf die gemeinsame Antennenkoppelungsspule d_2 überträgt. Die in bekannter Weise sternförmig angeordneten Antennen *e* stehen alle mit der Sekundärspule d_2 in direkter Verbindung und sind

in bekannter Weise durch Abstimmittel auf je eine besondere Wellenlänge, welche innerhalb des Wellenbereiches des Senders liegt, abstimmbar. Beim Geben strahlen also, während sich das Variometer *b* ständig periodisch ändert, alle Antennen nacheinander gerichtete Wellen aus und der Empfangende kann aus der empfangenen Wellenlänge Schlüsse auf seine Stellung zur Sendestation ziehen.

Das Patent Nr. 265529 der C. Lorenz Aktiengesellschaft betrifft ein Tastrelais, welches insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie Verwendung finden soll und bei dem die Arbeitsleistung auf mechanischem Wege, die Umsteuerung dagegen auf elektrischem Wege erfolgt, und zwar indirekt derart, daß durch den elektrischen Strom der Taste eine Sperrung ausgelöst wird, die eine mechanische Umsteuerung freigibt. Da eine nähere Beschreibung der Konstruktion und Wirkungsweise dieses Tastrelais in Rahmen dieses Berichtes zu umfangreich werden würde, muß auf die nähere Beschreibung in der Patentschrift selbst verwiesen werden. (Eingesandt 4. November 1913.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Wireless World, September 1913. (Marconi House, Strand, London W C

Henri Poincaré, Letzte Gedanken (mit einem Geleitwort von Wilhelm Ostwald, übersetzt von Karl Lichtenecker). Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1913.

AEG-Zeitung, XVI. Jahrg. Nr. 4. Oktober 1913.

AEG-Zeitung, XVI. Jahrg. Nr. 5. November 1913.

Die November-Nummer, deren Titelblatt die Beleuchtung durch AEG-Nitralampen im Berliner Tiergarten zeigt, veröffentlicht den von Dr. Karl Mey über diese Lampe im Elektrotechnischen Verein und in der AEG gehaltenen Vortrag, der mit dem Hinweis darauf schließt, wie im Laufe der Zeit die Lichtmenge, die man mit 1 KW herstellen konnte, von 220 Kerzen, zunächst allmählich, dann in immer schnellerer Folge, nunmehr mit der Nitralampe auf 2000 Kerzen, den zehnfachen Betrag, gesteigert worden ist; es dürfe gehofft werden, daß auch hiermit der höchste nach dem Stande unserer Kenntnisse mögliche Wert noch nicht erreicht ist und wir in Zukunft auch noch zu höheren Zahlen, 5000 oder 10000, gelangen werden. Die Serie von Artikeln über elektrische Scheinwerfer wird fortgesetzt und ihre Anwendung für Kriegstechnik und Luftschiffahrt behandelt. Die Nummer schließt mit einem Beitrage über selbsttätige Variationsanlasser für Gleich- und Drehstrommotoren, die sich für Antriebe von Maschinen empfehlen, die häufig angelassen und stillgelegt werden müssen, deren Motor jedoch nicht bequem erreichbar ist; ferner sei die Anwendung dieser Variationsanlasser für den Antrieb von Arbeitsmaschinen geeignet, die unbeaufsichtigt im Keller, auf Bodenkammern, in Schächten und allgemein dort aufgestellt sind, wo häufige Unterhaltungsarbeiten und Bedienung unbequem wären.

E. v. Lommel (bearbeitet von Walter König), Lehrbuch der Experimentalphysik. 20—22. neubearbeitete Auflage. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1913. M. 6.60, geb. M. 7.50

P. Ehrenfest, Zur Krise der Lichtäther-Hypothese. (Rede gehalten beim Antritt des Lehramts an der Reichs-Universität Leiden). Verlag von Julius Springer, Berlin 1913. M. —.60

Fortschritte der Naturwissenschaftlichen Forschung, herausgegeben von Prof. Dr. Emil Abderhalden. 8. u. 9. Band. Verlag Urban & Schwarzenberg, Berlin & Wien 1913.

F. Kock, Die Methoden zur Frequenzvervielfältigung und ihre Anwendbarkeit zur Erzeugung hoher Frequenzen. Sonderabdruck aus „Helios“, Nr. 5 u. 6, 1913. Verlag Hachmeister & Thal, Leipzig.

Otto Nairz, Einführung in die Elektrotechnik, unter Zugrundelegung der Vorlesungen Prof. Slabys. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig. M. 10.—, geb. M. 11.—

W. H. Bragg (Deutsch von Max Iklé), Durchgang der α, β, γ und Röntgen-Strahlen durch Materie. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig. M. 6.80, geb. M. 7.80

H. A. Lorentz, A. Einstein, H. Minkowski, Das Relativitätsprinzip. Fortschritte der Mathematischen Wissenschaften, herausgegeben von Otto Blumenthal. Heft 2. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1913. M. 3.—, geb. M. 3.60

(Eingesandt 5. November 1913.)

Literaturverzeichnis.

Arkadiew, W., Phys. Ztschr. 14, 928, 1913. Eine Theorie des elektromagnetischen Feldes in den ferromagnetischen Metallen.

Barton, Edwin H. u. Kilby, Walter B., Phil. Mag. Nr. 154, S. 567, 1913. The effect of ionization of air on electrical oscillations and its bearing on long-distance wireless telegraphy.

Bateman, H., Phil. Mag. Nr. 154, S. 579, 1913. Corpuscular radiation.

Bethenod, J., La Lum. Él. Nr. 42, S. 71, 1913. Sur l'expression des forces mutuelles dans les systèmes électromagnétiques.

Burstyn, W., Phys. Ztschr. 14, 1069, 1913. Verhalten des Quecksilberlichtbogens und des Quecksilbergleichrichters bei schnellen Schwingungen.

Cegielskij, Roman, Verh. D. Phys. Ges. Nr. 13, 566, 1913. Zur Frage der „Zerlegung hochkomplizierter chemischer Verbindungen im schwankenden magnetischen Kraftfelde“.

Coffin, J. G., Phys. Rev. (2) 2, 65, 1913. Extension of Maxwell's series formula for the mutual inductance of coaxial circles.

Dellinger, J. H., Journ. Wash. Ac. of Sc. III, Nr. 15, 412, 1913. High frequency ammeters.

Eccles, W. H., Electrician 71, 969, 1913. Atmospheric refraction in wireless telegraphy.

— Electrician 71, 1058, 1913. Some experiments on contacts between bad conductors.

Electrician 71, 1012, 1054, 1065, 1913. The nomenclature and definitions of magnetic and electrical quantities.

Fassbender, H. u. Hupka, E., Phys. Ztschr. 14, 1042, 1913. Kurvenform des magnetischen Induktionsflusses sehr dünner Eisenbleche bei Hochfrequenz in Abhängigkeit von der Blechstärke (Einfluß des magnetischen Hauteffektes).

Fleming, J. A., Electrician 71, 1065, 1913. The reception of wireless signals.



Forest, Lee de, Electrician 72, 27, 1913. Absorption with the arc and spark (vgl. ebenda S. 66, W. H. Eccles).

Goldschmidt-Radio Station in the Bahamas. Electrician 72, 17, 1913.

Guéritot, M., s. Rothé, E.

Howe, G. W. O., Electrician 71, 965, 1913. The nature of the electromagnetic waves employed in radio-telegraphy and the mode of their propagation.

— Electrician 71, 1064, 1913. System „à onde unique" of the Société Française Radio-Électrique.

Hupka, E., s. Fassbender H.

Jaeger, W. u. Steinwehr, H. von, Ztschr. für Instr. 33, 293, 1913. Über die Widerstandseinheit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Kaldasch, E., Ztschr. f. Feinmech. 21, 181, 1913. Die elektrischen Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie und ihre Erzeugung.

Kilby, Walter B., s. Barton, Edwin H.

Krause, R., Schweiz. Elektrot. Ztschr. 10, 493, 1913. Hilfsmittel zum Parallelschalten von Wechselstrom-Maschinen.

Ludewig, P., Die Naturwiss., Heft 42, S. 1020, 1913. Die Schnelligkeit drahtloser Zeichenübermittelung.

Lyle, Thomas R., Electrician 71, 1004, 1913. On the Goldschmidt Alternator.

Marchant, E. W., Electrician 71, 1010, 1913. A model for demonstrating some of the effects obtained in coupled oscillating electrical circuits.

Marchant, H., Journ. Télégr. Nr. 9, S. 200, 1913. Perfectionnements aux procédés de génération employés dans la radiotélégraphie.

Murdoch, W. H. F., Electrician 71, 976, 1913. A direct method of measuring magnetic susceptibility and an instrument for this purpose.

Peirce, B. Osgood, Proc. Amer. Ac. of Arts and Sciences Nr. 2, Juni 1913. The maximum value of the magnetization in iron.

Pohrt, G., Ann. Phys. 42, 569, 1913. Beitrag zur Kenntnis der Dielektrizitätskonstanten von Dämpfen.

Reich, M., Phys. Ztschr. 14, 934, 1913. Quantitative Messungen der durch elektrische Wellen übertragenen Energie.

Rothé, E. u. Guéritot, M., C. R. 157, 370, 1913. Sur une méthode permettant d'effectuer des essais réduits en télégraphie sans fil.

Rukop, H., Ann. Phys. 42, 489, 1913. Messungen im elektromagnetischen Spektrum des Wassers mit wenig gedämpften, durch Stoßerregung hervorgebrachten Schwingungen von 65 bis 20 cm Wellenlänge.

Scheel, Karl, Die Naturwiss. 1, Heft 39, 1913. Die Aufgaben und die bisherige Tätigkeit des Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen.

Steinwehr, H. von, s. Jaeger, W.

Swyngedauw, R., La Lum. Él. Nr. 41, S. 40, Nr. 42, S. 74, Nr. 43, S. 103, 1913. Sur l'effet Kelvin. Distribution du courant alternatif dans les conducteurs cylindriques, dans les lames et les rails.

Taege, E., Phys. Ztschr. 14, 1041, 1913. Der Einfluß von Gas und Elektrodenmaterial bei kurzen Metallfunkenstrecken.

Taylor, A. H., Electrical World 62, Nr. 9, S. 411 u. 425, 1913. Wireless and Weather.

Thurn, H., Elektrot. Ztschr. 34, 1138, 1913. Die internationale Verbreitung der Funkentelegraphie.

Tissot, C., Electrician 72, 64, 1913. Influence of electric oscillations on the conductivity of certain fused metallic salts.

Vanni. Elektrot. Ztschr. 34, 1121, 1913 (Ref. über Bull. Soc. intern. des Él. 3, 503, 1913). Hydrodynamisches Mikrophon von Vanni.

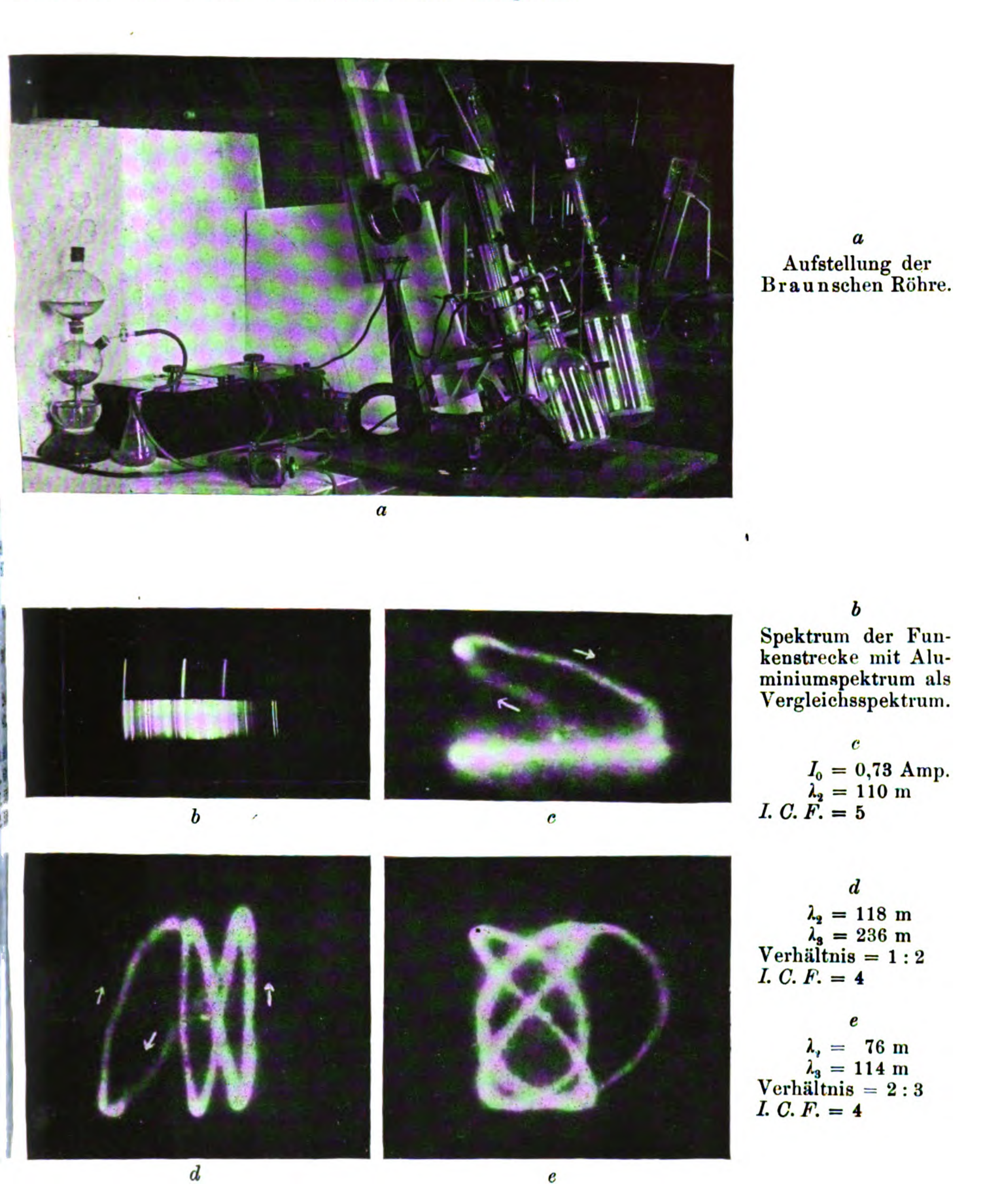
Zeitschrift f. Schwachstr. 7. 517, 1913. Richtungsbestimmung durch drahtlose Telegraphie (Methode des preuß. Ministeriums der öffentlichen Arbeiten).

(Eingesandt 5. November 1913.)

Namenregister.

(O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, D. = Detektoren, R. = Referate, P. = Patentschau, Br. = Briefe an die Redaktion.)

Metzger & Wittig, Leipzig.



a *b* *c* *d* *e*

a
Aufstellung der Braunschen Röhre.

b
Spektrum der Funkenstrecke mit Aluminiumspektrum als Vergleichsspektrum.

c
I_0 = 0,73 Amp.
λ_2 = 110 m
I. C. F. = 5

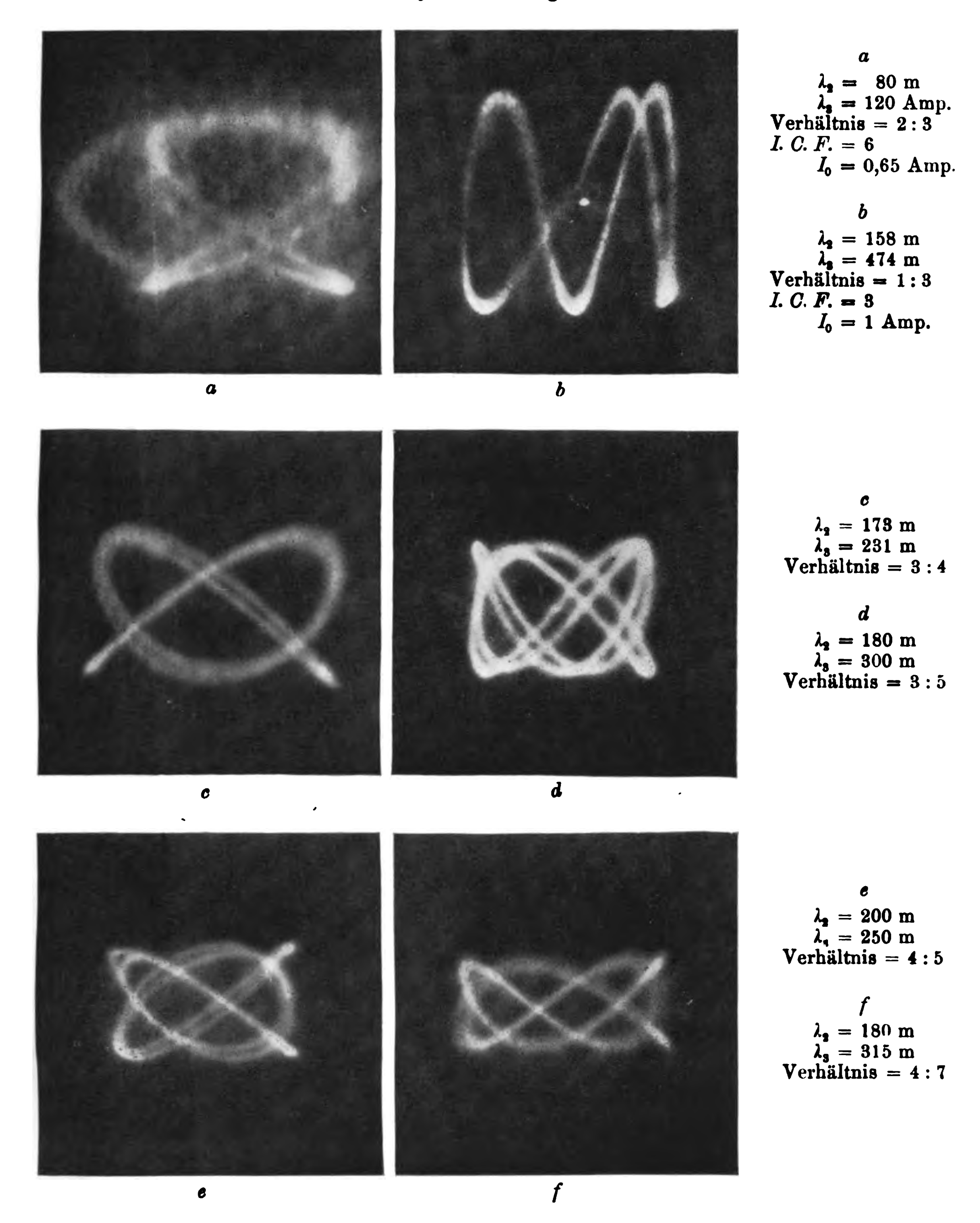
d
λ_2 = 118 m
λ_3 = 236 m
Verhältnis = 1 : 2
I. C. F. = 4

e
λ_1 = 76 m
λ_3 = 114 m
Verhältnis = 2 : 3
I. C. F. = 4

Leon Chaffee.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Lissajousche Figuren.



a b

c d

e f

a
λ_2 = 80 m
λ_3 = 120 Amp.
Verhältnis = 2 : 3
I. C. F. = 6
I_0 = 0,65 Amp.

b
λ_2 = 158 m
λ_3 = 474 m
Verhältnis = 1 : 3
I. C. F. = 3
I_0 = 1 Amp.

c
λ_2 = 173 m
λ_3 = 231 m
Verhältnis = 3 : 4

d
λ_2 = 180 m
λ_3 = 300 m
Verhältnis = 3 : 5

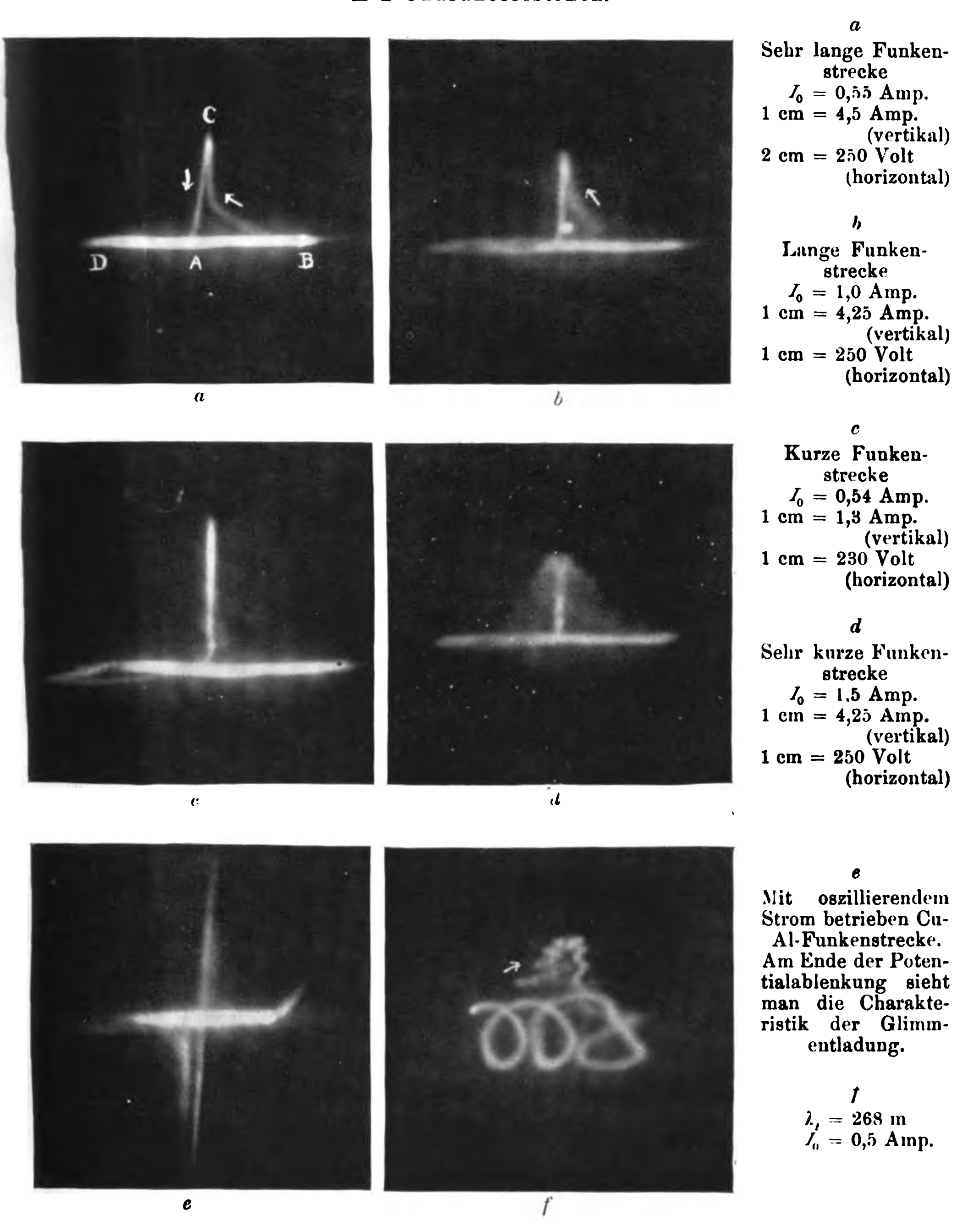
e
λ_2 = 200 m
λ_4 = 250 m
Verhältnis = 4 : 5

f
λ_2 = 180 m
λ_3 = 315 m
Verhältnis = 4 : 7

Leon Chaffee.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

E-*I*-Charakteristiken.



a *b* *c* *d* *e* *f*

a
Sehr lange Funkenstrecke
I_0 = 0,55 Amp.
1 cm = 4,5 Amp. (vertikal)
2 cm = 250 Volt (horizontal)

b
Lange Funkenstrecke
I_0 = 1,0 Amp.
1 cm = 4,25 Amp. (vertikal)
1 cm = 250 Volt (horizontal)

c
Kurze Funkenstrecke
I_0 = 0,54 Amp.
1 cm = 1,3 Amp. (vertikal)
1 cm = 230 Volt (horizontal)

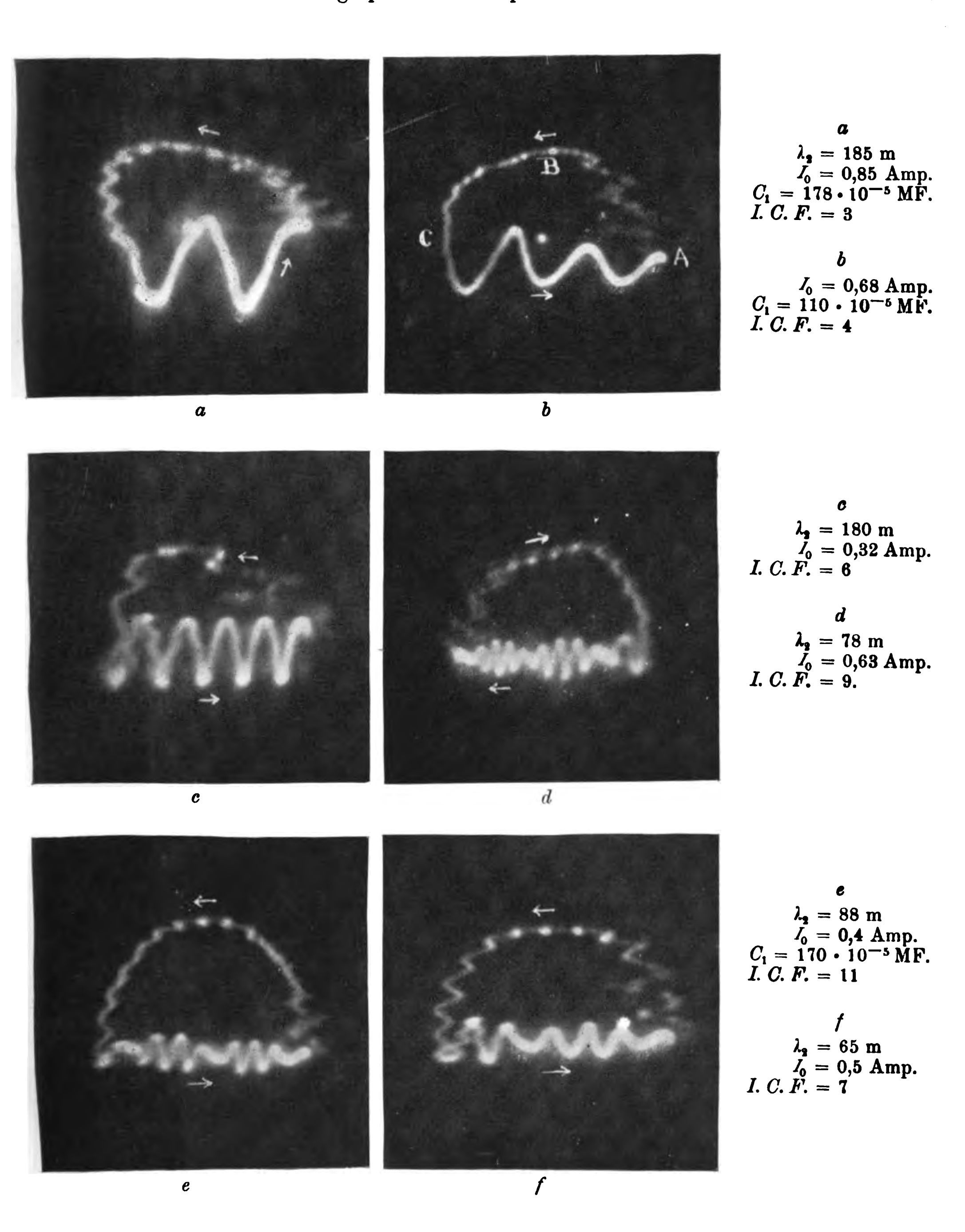
d
Sehr kurze Funkenstrecke
I_0 = 1,5 Amp.
1 cm = 4,25 Amp. (vertikal)
1 cm = 250 Volt (horizontal)

e
Mit oszillierendem Strom betrieben Cu-Al-Funkenstrecke. Am Ende der Potentialablenkung sieht man die Charakteristik der Glimmentladung.

f
λ_I = 268 m
I_0 = 0,5 Amp.

Leon Chaffee.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.



a $\lambda_2 = 185$ m, $I_0 = 0{,}85$ Amp., $C_1 = 178 \cdot 10^{-5}$ MF., *I. C. F.* = 3

b $I_0 = 0{,}68$ Amp., $C_1 = 110 \cdot 10^{-5}$ MF., *I. C. F.* = 4

c $\lambda_2 = 180$ m, $I_0 = 0{,}32$ Amp., *I. C. F.* = 6

d $\lambda_2 = 78$ m, $I_0 = 0{,}63$ Amp., *I. C. F.* = 9.

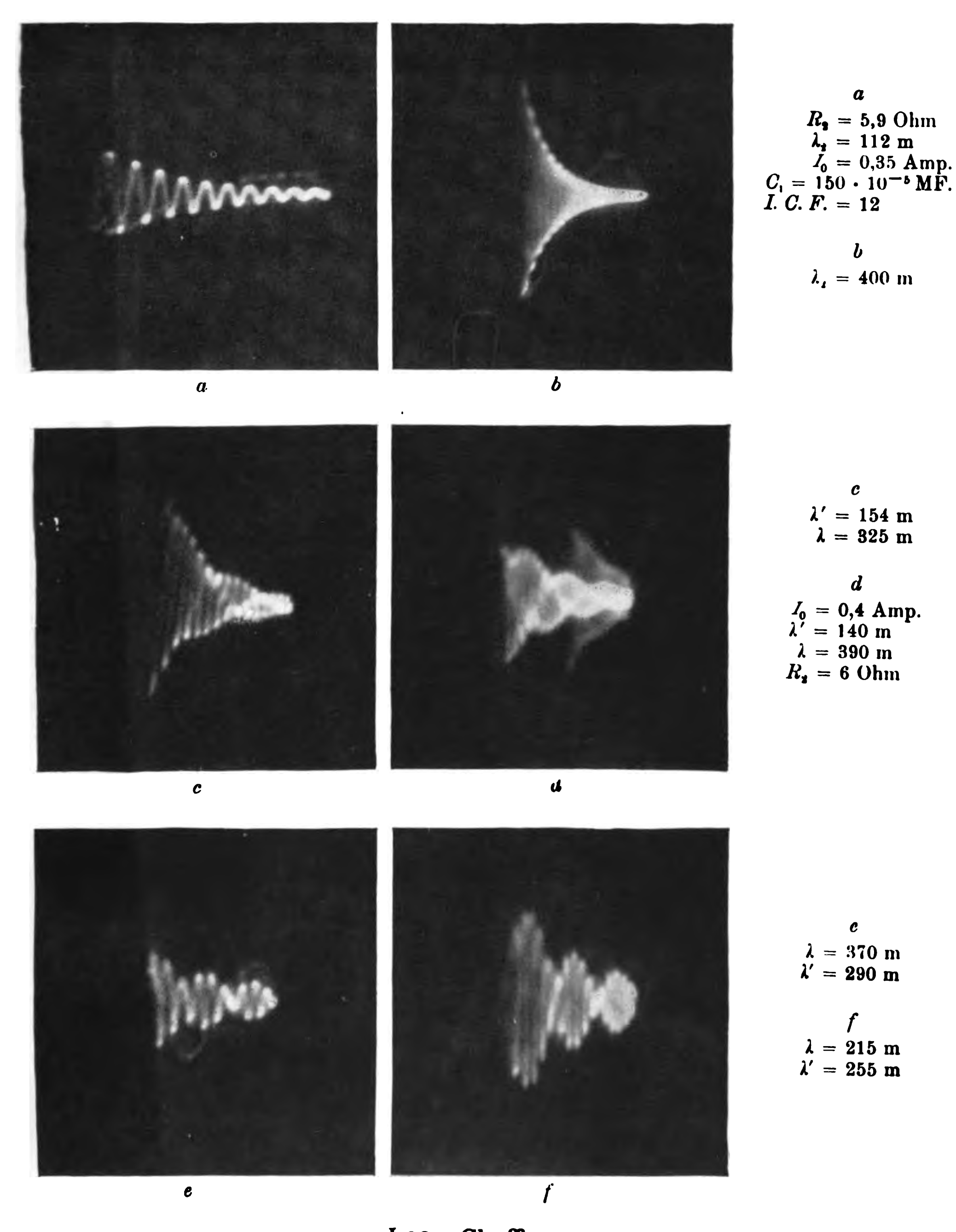
e $\lambda_2 = 88$ m, $I_0 = 0{,}4$ Amp., $C_1 = 170 \cdot 10^{-5}$ MF., *I. C. F.* = 11

f $\lambda_2 = 65$ m, $I_0 = 0{,}5$ Amp., *I. C. F.* = 7

Leon Chaffee.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

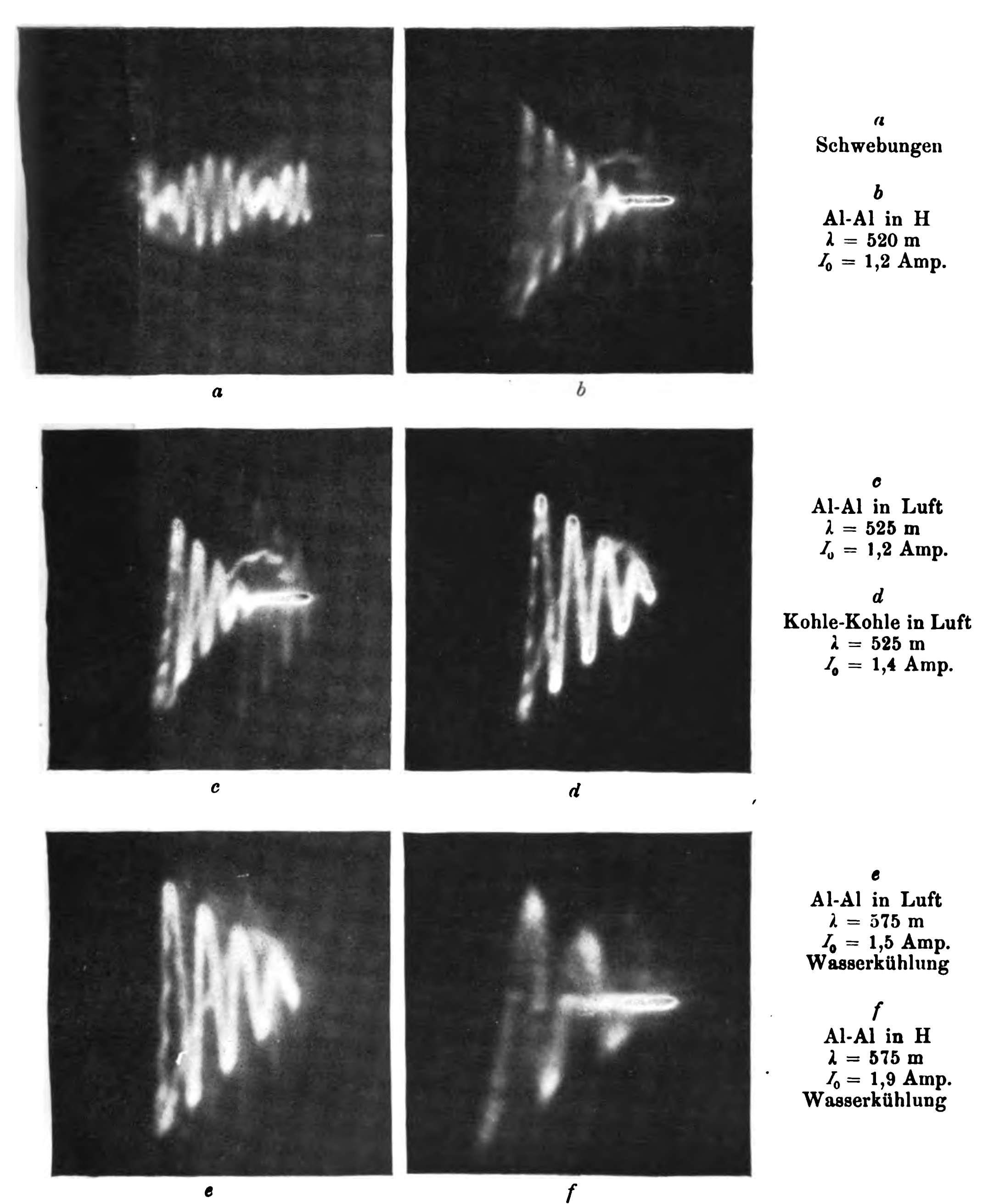
Widerstandsdämpfung und Schwebungen.



Leon Chaffee.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Oszillographische Aufnahmen der Dämpfung der Funkenstrecke.



a
Schwebungen

b
Al-Al in H
λ = 520 m
I_0 = 1,2 Amp.

c
Al-Al in Luft
λ = 525 m
I_0 = 1,2 Amp.

d
Kohle-Kohle in Luft
λ = 525 m
I_0 = 1,4 Amp.

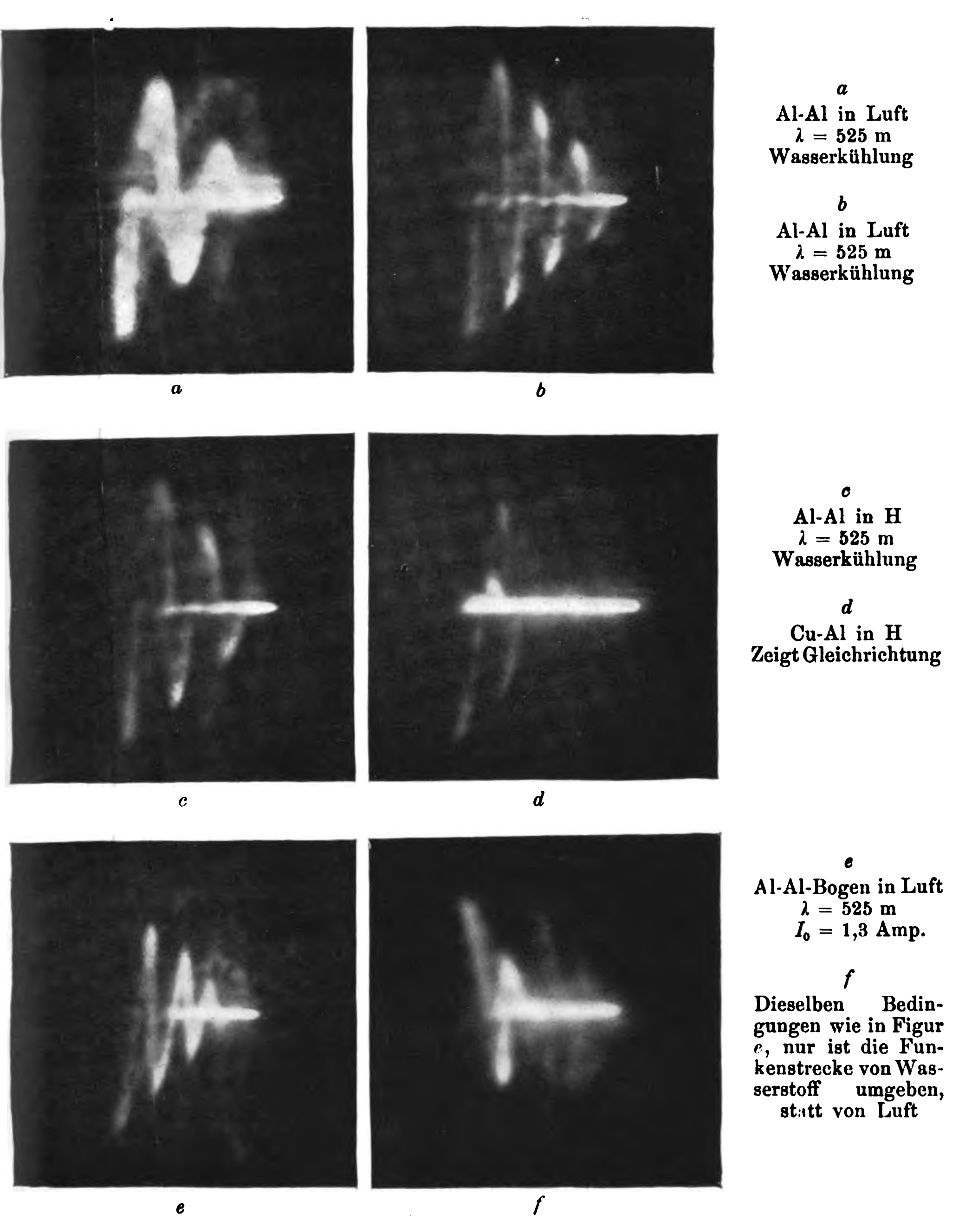
e
Al-Al in Luft
λ = 575 m
I_0 = 1,5 Amp.
Wasserkühlung

f
Al-Al in H
λ = 575 m
I_0 = 1,9 Amp.
Wasserkühlung

Leon Chaffee.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Funkenstreckendämpfung.



a Al-Al in Luft, $\lambda = 525$ m, Wasserkühlung

b Al-Al in Luft, $\lambda = 525$ m, Wasserkühlung

c Al-Al in H, $\lambda = 525$ m, Wasserkühlung

d Cu-Al in H, Zeigt Gleichrichtung

e Al-Al-Bogen in Luft, $\lambda = 525$ m, $I_0 = 1{,}3$ Amp.

f Dieselben Bedingungen wie in Figur *e*, nur ist die Funkenstrecke von Wasserstoff umgeben, statt von Luft

Leon Chaffee.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

